



Digitized by the Internet Archive
in 2026

RESONANZVERSCHIEBUNGEN IN HF-ENTLADUNGEN

BEI AXIALEM MAGNETFELD

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum



von

Ulrich Oberlack

Gelsenkirchen

Bochum 1976



Dissertation eingereicht am 23. 1. 1976

Tag der mündlichen Prüfung: 10. 2. 1976

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.J. Kunze

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1. Einführung
2. Theoretische Grundlagen
 - 2.1. Dispersionsverhalten eines mehrkomponentigen Plasmas
 - 2.2. Resonanzen und cut - off - Stellen
 - 2.3. Charakterisierung der unteren Hybridresonanz bei Anwesenheit mehrerer Ionensorten
 - 2.4. Dispersionsverhalten bei schräger Wellenausbreitung
 - 2.5. Wellenausbreitung in einem Plasma endlicher Länge
 - 2.6. Absorption der Wellenenergie
3. Experimenteller Aufbau und Meßmethoden
 - 3.1. Plasma und Plasmaerzeugung
 - 3.2. Resonanzmessung
 - 3.3. Messung der Elektronendichte
 - 3.4. Massenanalyse
 - 3.5. Möglichkeiten der Massendiskriminierung
4. Versuchsergebnisse und ihre Diskussion
 - 4.1. Resonanzstruktur
 - 4.2. Resonanzverschiebung
 - 4.3. Radiale Eigenmoden
 - 4.4. Vergleich des Absorptionsverhaltens im homogenen und inhomogenen Magnetfeld
 - 4.5. Absolutvergleich der Leistungseinkopplung mit der linearen Theorie
5. Zusammenfassung

Anhang: Diskussion des Bildungsmechanismus von H^+

Literaturverzeichnis

1. Einführung

Bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Magnetoplasma senkrecht zur Magnetfeldrichtung tritt als eine Resonanz die untere Hybridresonanz auf, deren Frequenz in einem Plasma hoher Elektronendichte bei dem geometrischen Mittel aus Ionen- und Elektronenzyklotronfrequenz liegt, $\omega_0^2 = \omega_e \omega_i$. Seit ihrem experimentellen Nachweis (S7) haben zahlreiche Untersuchungen an Hochfrequenz- und Gleichstromentladungen in den Grundzügen Klarheit über das Dispersionsverhalten eines Plasmas in der Umgebung dieser Resonanz gebracht. Real- und Imaginärteil des Brechungsindex nehmen hier hohe Werte an, so daß das Plasma durch die Absorption der eingestrahlten Welle stark aufgeheizt werden kann. Charakteristisch für diese Resonanz ist, daß der Energieübertrag sowohl an die Elektronen als auch an die Ionen erfolgt. Unter diesem Aspekt wird sie als Vorionisations- und Heizungsmechanismus in thermonuklearen Anordnungen diskutiert.

In einem Laborplasma kann die Resonanzfrequenz durch verschiedene Mechanismen von $\omega_0 = \sqrt{\omega_e \omega_i}$ verschoben werden. Einmal kann in der Umgebung der Resonanz die Wellenlänge die Größe des Plasmadurchmessers erreichen, wodurch sich stehende Wellen ausbilden und das Plasma in Eigenresonanz gerät. Dadurch wird effektive Leistungseinkopplung in einem größeren Bereich um die Resonanzstelle möglich. Theoretischen Rechnungen zufolge (S6) sollte der Leistungsübertrag in diesen Eigenresonanzen des Plasmazyklinders deutlich wirkungsvoller als der in der unteren Hybridresonanz sein. Das gesamte Absorptionsverhalten wird daher im wesentlichen durch die Eigenresonanzen geprägt, die praktisch die intrinsic-Resonanz überdecken und auch die Lage des Absorptionsmaximums bestimmen.

Außerdem ist in einem Laborplasma aufgrund der Einkoppelungsstruktur ein Spektrum von Ausbreitungskonstanten $k_{\parallel}$ parallel zum Magnetfeld vorgegeben. Die Zusammensetzung dieses Spek-

trums und das Gewicht der einzelnen Komponenten haben, wie Rechnungen (S6) zeigen, starken Einfluß auf die Lage des Absorptionsmechanismus.

In gewissem Sinne äquivalent hiermit ist die Ausbreitung der Welle unter einem Winkel $\theta \neq 90^\circ$ zum Magnetfeld. Eine solche Ausbreitung wird möglich, wenn ein Gradient der Elektronendichte existiert, dessen Richtung nicht senkrecht auf der Magnetfeldrichtung steht.

Weiterhin können in den sich zum experimentellen Studium anbietenden Plasmen, insbesondere den Wasserstoff- und Deuteriumplasmen, je nach Versuchsbedingungen mehrere Ionensorten unbekannter Konzentration vorhanden sein. Unter solchen Bedingungen verschiebt sich die untere Hybridresonanz zu $\omega_{UH}^2 = \omega_e^2 \sum_j x_j \omega_j^2$, wobei $x_j = n_j / n_e$ die relative Dichte der Ionensorte j angibt. Diese Abhängigkeit der Resonanzlage von der Ionenzusammensetzung konnte experimentell bestätigt werden (O1).

Sowohl in dieser als auch in anderen Arbeiten (R1, S7) wurde eine Abhängigkeit der Resonanzlage vom Neutralgasdruck festgestellt, die möglicherweise durch das Auftreten mehrerer Ionensorten hervorgerufen werden kann. Unter den in diesen Experimenten vorliegenden Bedingungen sollte zwar kein wesentlicher Anteil an molekularen Ionen erwartet werden, kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, da massenspektrometrische Untersuchungen an HF-Plasmen (O2) - wenn auch bei wesentlich anderen Plasmaparametern - speziell in dem hier relevanten Druckbereich eine drastische Änderung der Ionenzusammensetzung zeigen.

Über Messungen, die zu einer Klärung der für die Resonanzverschiebung verantwortlichen Messungen führen, soll in dieser Arbeit berichtet werden. Dazu ist es notwendig, daß neben der Bestimmung der Plasmaparameter auch massenspektrometrische Untersuchungen simultan zur Resonanzunter-

suchung durchgeführt werden. Darüber hinaus soll durch einen Vergleich des gemessenen Absorptionsverhaltens mit theoretischen Rechnungen ein Beitrag zur Diskussion um den Mechanismus geliefert werden, der die Wellenausbreitung stärker dämpft als erwartet.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Dispersionsverhalten eines mehrkomponentigen Plasmas

Um einen Einblick zu bekommen, welche Auswirkungen die Anwesenheit mehrerer positiver Ionensorten in einem Plasma auf die Wellenausbreitung hat, wird zunächst das einfachste Modell, ein unendlich ausgedehntes, kaltes, stoßfreies Magnetoplasma betrachtet, in dem sich eine Welle (Wellenvektor $\underline{k}$, Frequenz ω) unter dem Winkel θ zur Magnetfeldrichtung $\underline{B}_0$ ausbreitet. In der üblichen Weise (S1, A1, F1) wird aus den Maxwell-Gleichungen und Bewegungsgleichungen der Dielektrizitätstensor gewonnen, der die Dispersionsgleichung in der Form

$$N^4 (\epsilon \sin^2 \theta - \eta \cos^2 \theta) - N^2 [\epsilon \eta (1 + \cos^2 \theta) + (\epsilon^2 - g^2) \sin^2 \theta] + \eta (\epsilon^2 - g^2) = 0 \quad (2.1.)$$

liefert, wobei

$$\epsilon = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_k^2} \quad (2.2.)$$

$$g = \sum_k \frac{\epsilon_k \omega_k}{\omega} \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_k^2} \quad (2.3.)$$

$$\eta = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \quad (2.4.)$$

$\omega_{pk}^2 = \frac{n_k q_k^2}{\epsilon_0 m_k}$ ist die Plasmafrequenz der k -ten Teilchensorte - mit der Dichte n_k , der Ladung $\epsilon_k q_k$ ($\epsilon_k = \pm 1$) und der Masse m_k - und $\omega_k = \frac{q_k B}{m_k}$ ihre Zyklotronfrequenz. Betrachten wir zunächst Wellenausbreitung senkrecht zum Magnetfeld ($\theta = \pi/2$), so liefert Gleichung (2.1.) zwei Lösungen:

$$N_e^2 = \eta = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \quad \text{Eccles - Relation} \quad (2.5.)$$

$$N_x = \frac{\epsilon^2 - g^2}{\epsilon} = \frac{\left(1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega + \epsilon_k \omega_k)}\right) \left(1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega - \epsilon_k \omega_k)}\right)}{1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_k^2}} \quad (2.6.)$$

N_e ist der Brechungsindex der sogenannten ordentlichen Welle. Eine Analyse der Wellenstruktur zeigt (S1, F1), daß diese Mode linear polarisiert ist. Der elektrische Feldvektor liegt parallel zum äußeren Magnetfeld, so daß dieser Wellentyp nicht vom Magnetfeld beeinflusst wird; der Brechungsindex N_e ist unabhängig von B_0 . Die im folgenden näher untersuchte außerordentliche Welle hat den Brechungsindex N_x . Sie ist im allgemeinen elliptisch polarisiert (F1), wobei der elektrische Feldvektor in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld liegt.

Wie aus Gleichung (2.6.) zu ersehen ist, wird das Dispersionsverhalten der außerordentlichen Welle, im Gegensatz zu dem der ordentlichen Welle, durch die Anzahl und Dichte der im Plasma vorhandenen Ionensorten stark beeinflusst. Für ein Wasserstoff-Plasma, in dem die Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ im Verhältnis 8:1:1 vorkommen, zeigt Fig. 2.1. den prinzipiellen Verlauf der Dielektrizitätskonstanten N^2 und des Brechungsindex N in Abhängigkeit von der dem äußeren Magnetfeld proportionalen Größe ω_0/ω . $\omega_0^2 = \omega_e \omega_1$ ist das geometrische Mittel aus den Zyklotronfrequenzen der Elektronen und leichtesten Ionensorte (H^+). Charakteristisch für den Verlauf von N^2 sind die Polstellen, die Resonanzstellen, und ebenso viele Nullstellen, die cut-off-Stellen. Die genaue Kurvenform hängt von den Plasmaparametern, insbesondere der Plasmadichte, ab. Generell ist die Tendenz, daß N^2 auch im Bereich zwischen den Resonanzen mit wachsender Elektronendichte auf große Werte ansteigt.

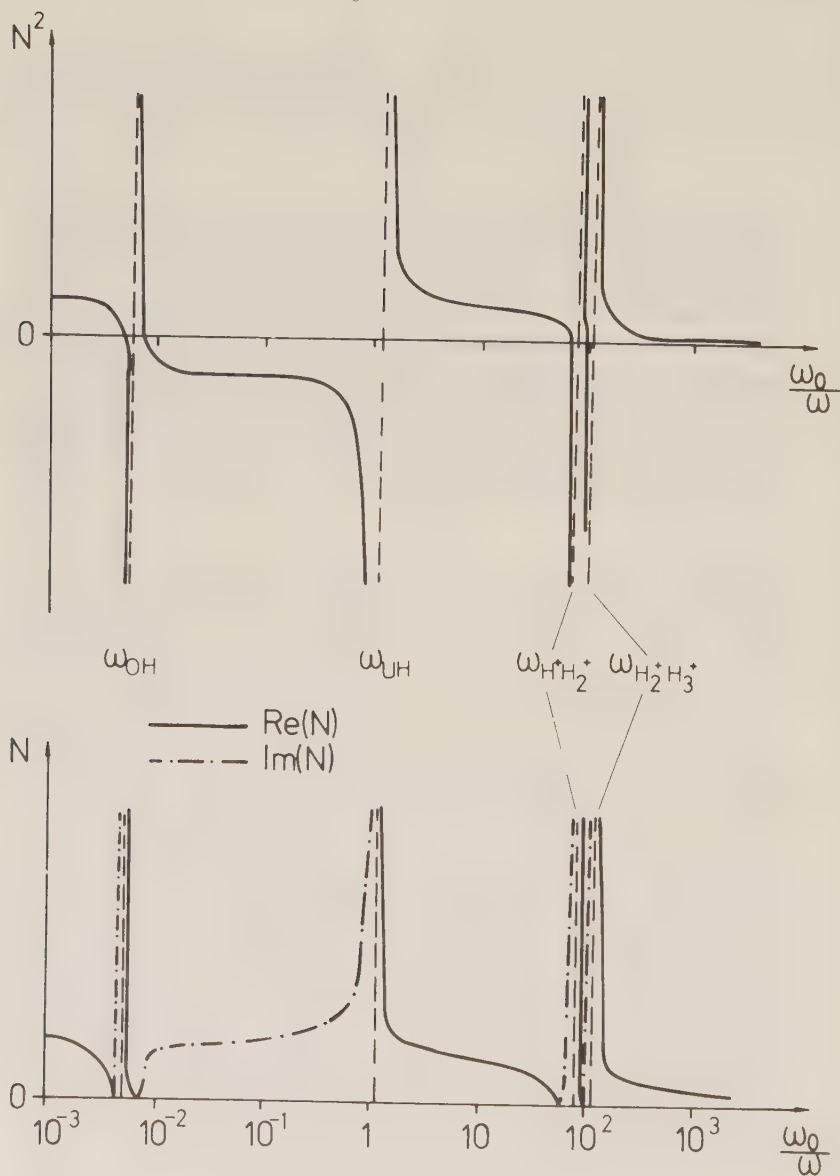


Fig. 2.1. Dispersionsverhalten eines Plasmas mit 3 Ionensorten

2.2. Resonanzen und cut-off-Stellen

Von besonderem Interesse sind im Dispersionsverhalten die Resonanzen und cut-off-Stellen. Sie sind formal durch die Bedingungen

$$N^2 = 0 \qquad \text{cut-off} \qquad (2.7.)$$

$$N^2 \rightarrow \infty \qquad \text{Resonanz} \qquad (2.8.)$$

gegeben. Für Ausbreitung der außerordentlichen Welle senkrecht zum Magnetfeld folgt daraus

$$\epsilon^2 - g^2 = 0 \qquad \text{cut-off} \qquad (2.9.)$$

$$\epsilon = 0 \qquad \text{Resonanz} \qquad (2.10.)$$

Sowohl beim Durchlaufen eines cut-offs als auch einer Resonanz ändert die Dielektrizitätskonstante ihr Verhalten. Während der Übergang im cut-off stetig erfolgt, wird N^2 auf der einen Seite einer Resonanz beliebig groß und positiv und springt in der Resonanz um auf beliebig große negative Werte. Dementsprechend ist das Verhalten des Brechungsindex (Fig. 2.1b.): Für $N^2 > 0$ sind N und auch die Phasengeschwindigkeit $v_p = \frac{c}{N}$ der Welle reell, für $N^2 < 0$ sind beide imaginär. Während jedoch bei Annäherung an die Resonanz die Phasengeschwindigkeit gegen Null geht, wird sie in der Nähe eines cut-offs beliebig groß. Durch Resonanz und cut-off werden also die Gebiete abgetrennt, in denen eine Wellenausbreitung möglich bzw. nicht möglich ist. Fig. 2.1b. deutet an, daß in dieser theoretischen Näherung die Welle stets nur oberhalb der Resonanzfeldstärke propagieren kann. Resonanz- und cut-off-Stellen wechseln einander ab.

2.2.1. Cut-off-Stellen

Die Bedingung (2.9.) liefert in einem dichten zweikomponentigen Plasma die cut-off-Stellen zu

$$\omega_{c1} = \omega_p + \frac{\omega_e}{2} \quad (2.11.)$$

$$\omega_{c2} = \omega_p - \frac{\omega_e}{2} \quad \omega_p^2 \gg \omega_e^2 \quad (2.12.)$$

Sie bleiben auch erhalten, wenn eine zweite oder weitere Ionensorte im Plasma vorhanden ist, jedoch tritt dann für jede zusätzliche Ionensorte eine cut-off-Stelle in der Gegend der Ionenzyklotronfrequenzen hinzu, der sog. "Ionen-cut-off". Für Plasmen beliebig vieler Ionenkomponenten lassen sich diese Frequenzen nicht in analytischer Form angeben. Lediglich für ein dreikomponentiges dichtes Plasma wird die einfache Form

$$\omega_{c3} = x_2 \omega_1 + x_1 \omega_2 \quad \omega_p^2 \gg \omega_e^2 \quad (2.13.)$$

gefunden. x_1 und x_2 geben die relativen Anteile der Ionensorten 1 und 2.

2.2.2. Resonanzen

Die Struktur der Resonanzbedingung

$$\epsilon = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_k^2} = 0 \quad (2.14.)$$

läßt erkennen, daß allgemein in einem Plasma mit v Ladungsträgern, d.h. Elektronen und $(v-1)$ Ionensorten, v Resonanzstellen auftreten. Eine der Resonanzen ist praktisch unabhängig von der Ionenkomposition, die obere Hybridresonanz:

$$\omega_{oH}^2 = \omega_p^2 + \omega_e^2 \quad \text{obere Hybridresonanz} \quad (2.15.)$$

Diese Frequenz ist so groß, daß die Ionen wegen ihrer grossen Masse nahezu in Ruhe bleiben und nur die Elektronen sich bewegen. Als rücktreibende Kräfte treten die Lorentzkraft (ω_e^2) und die Kraft durch das elektrostatische Feld (ω_p^2) auf. Bei niedrigen Plasmadichten ist diese Kraft zu

vernachlässigen, die Resonanzfrequenz findet sich bei

$$\omega_{OH}^2 = \omega_e^2 \quad \omega_p^2 \ll \omega_e^2. \quad (2.16.)$$

Neben dieser hochfrequenten Elektronenresonanz treten im niederfrequenten Gebiet ($\nu - 2$) Resonanzen auf, die durch die Wechselwirkung der Welle mit den Ionen zustande kommen, die Ionen-Ionen-Hybridresonanzen (B4, S2, S3). Ihre Frequenzen liegen in dichten Plasmen zwischen den Ionenzyklotronfrequenzen: In guter Näherung findet man die Resonanz bei

$$\omega_{IH}^2 = \omega_\ell \omega_m \frac{x_\ell \omega_m + x_m \omega_\ell}{x_\ell \omega_\ell + x_m \omega_m}, \quad (2.17.)$$

mit
$$x_k = \frac{n_k}{n_e} \frac{q_k}{e},$$

d.h. den relativen Ladungsdichten der einzelnen Ionensorten, für die wegen der Quasineutralität

$$\sum_k x_k = 1$$

gilt. Die Indizes ℓ und m kennzeichnen die Ionenspezies, wobei zu beachten ist, daß von den vorhandenen Ionensorten nur solche in einer Resonanz koppeln, deren Zyklotronfrequenzen benachbart sind. Jede zusätzlich im Plasma auftretende Ionensorte ruft also eine neue Ionen-Ionen-Hybridresonanz hervor.

Eine Koppelung der Elektronen mit sämtlichen Ionensorten führt zu einer weiteren Resonanz, der unteren Hybridresonanz, die in dichten Plasmen bei

$$\omega_{UH}^2 = \omega_e^2 \left(\sum_k x_k \omega_k \right) \quad \omega_p^2 \gg \omega_e^2 \quad (2.18.)$$

auftritt. Führt man über eine effektive Ionenmasse

$$\frac{1}{M_{eff}} = \sum_k \frac{x_k}{M_k}$$

eine effektive Ionenzyklotronfrequenz

$$\omega_{i \text{ eff}} = \frac{e B}{M_{\text{eff}}}$$

ein, so nimmt (2.18.) die einfache Form

$$\omega_{\text{UH}}^2 = \omega_e \omega_{i \text{ eff}} \quad \omega_p^2 \gg \omega_e^2 \quad (2.19.)$$

an. Bei Anwesenheit mehrerer Ionensorten im Plasma findet somit keine Aufspaltung der Resonanz statt, sondern lediglich eine Modifizierung der Resonanzfrequenz, die jedoch speziell für schwere Ionen beträchtlich werden kann. So kann in einem Wasserstoff-Plasma, das die Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ enthält, schon ein relativ geringer Anteil an molekularen Ionen, insbesondere an H_3^+ -Ionen, eine beträchtliche Verschiebung der Resonanzstelle gegenüber der in einem reinen

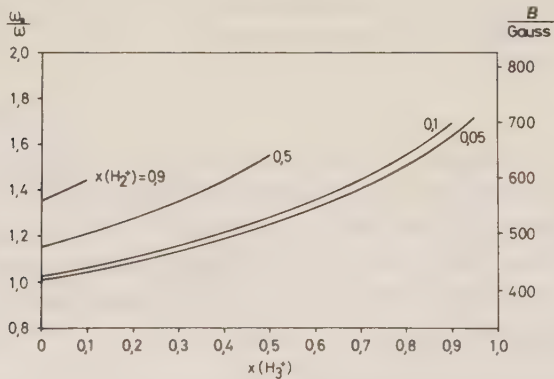


Fig. 2.2. Verschiebung der unteren Hybridresonanz mit der Ionenzusammensetzung

H^+ -Plasma bewirken. In Fig. 2.2. sind die Resonanzfeldstärken für verschiedene Plasmazusammensetzungen aufgetragen. Die Magnetfeldskalierung bezieht sich, wie in allen anderen Bildern, auf eine Wellenfrequenz von $\omega = 2\pi \cdot 27,1$ MHz. Eine Anreicherung des Plasmas mit molekularen Ionen verschiebt die

Resonanz stets von $\omega_o / \omega = 1$ zu höheren Magnetfeldern; im Grenzfall eines reinen H_3^+ -Plasmas liegt sie um einen Faktor $\sqrt{3}$ über der im H^+ -Plasma.

Die Resonanzstellen sowohl der Ionen-Ionen-Hybridresonanzen als auch der unteren Hybridresonanz hängen von der Elektrodendichte im Plasma ab. Während (2.17.) selbst für $\omega_p^2 \approx \omega_e^2$ gültig bleibt, gelten für die Gültigkeit der Gleichung (2.18.) strengere Bedingungen. In einem Zwei-Komponenten-Plasma lautet die allgemeine Form der unteren Hybridresonanz

$$\omega_{UH}^2 = \omega_e \omega_i \frac{\omega_p^2 + \omega_e \omega_i}{\omega_p^2 + \omega_e^2}, \quad (2.20.)$$

so daß in dünnen Plasmen mit einer Resonanzverschiebung weg von der Grenzlage des geometrischen Mittels $\omega_o^2 = \omega_e \omega_i$ in Richtung auf die Ionenzyklotronfrequenz gerechnet werden muß. Für ein Wasserstoff (H^+) - Plasma wird dies in Fig. 2.3.

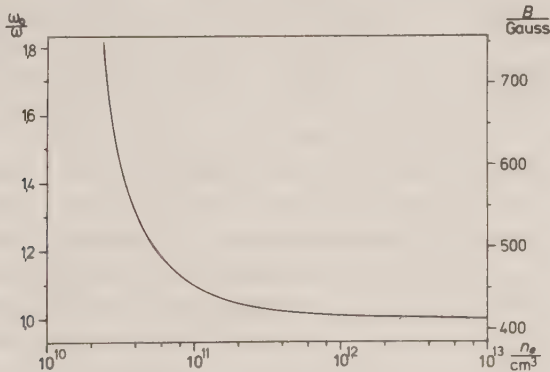


Fig. 2.3. Abhängigkeit der Resonanzfeldstärke der unteren Hybridresonanz von der Elektronendichte

verdeutlicht. Unterhalb einer Elektronendichte von $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ steigt die Resonanzfeldstärke rapide an, so daß in diesem

Bereich schon eine kleine Änderung der Elektronendichte genügt, um eine drastische Resonanzverschiebung hervorzurufen. Allgemein läßt sich festhalten, daß in dünnen Plasmen die Hybridresonanzen bei den Zyklotronfrequenzen der schwersten beteiligten Ionen auftreten. Dieses Dichteverhalten spiegelt die Bedeutung der elektrostatischen Wechselwirkung der Teilchen in der Resonanz wider. Im folgenden wollen wir hierauf näher eingehen und speziell die mikroskopischen Vorgänge bei der unteren Hybridresonanz betrachten. Dabei ist sowohl die Kopplung der Teilchen an das Magnetfeld als auch die elektrostatische Kopplung der Teilchen untereinander zu betrachten.

2.3. Charakterisierung der unteren Hybridresonanz bei Anwesenheit mehrerer Ionensorten

In einem dichten Plasma, $\omega_p^2 \gg \omega \omega_e$, breitet sich senkrecht zu dem äußeren Magnetfeld $\underline{B} (B = B_0 \underline{e}_z)$ eine zunächst rein transversal (in y -Richtung) polarisierte Welle ($\underline{E} = \underline{E}_0 \exp [i(kx - \omega t)] \underline{e}_y$ in x -Richtung aus. Die Teilchen werden durch das Wellenfeld beschleunigt, erfahren dabei jedoch eine Ausbreitung in x -Richtung durch das Magnetfeld, die für die einzelnen Teilchensorten unterschiedlich ist. Wegen der räumlich periodischen Struktur des elektrischen Wellenfeldes baut sich ein Raumladungsfeld in Ausbreitungsrichtung auf, durch das die rein transversale Polarisierung verlorengeht. Die Welle wird in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld elliptisch polarisiert, der magnetische Feldvektor schwingt parallel zum äußeren Magnetfeld. In der oben genannten Näherung sind die Achsen der Polarisationsellipse gegeben durch

$$\frac{|E_x|}{|E_y|} = \frac{|E_{\text{long}}|}{|E_{\text{trans}}|} = \frac{\omega \omega_e \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_{OH}^2)(\omega^2 - \omega_{UH}^2)}, \quad (2.21.)$$

d.h. in der Umgebung der oberen und unteren Hybridfrequenz ist das elektrische Feld fast vollständig longitudinal pola-

risiert, die Raumladungsfelder dominieren über die elektromagnetischen Wellenfelder.

Die Dichteabhängigkeit der unteren Hybridresonanz stellt sich somit als eine Auswirkung der elektrostatischen Felder dar. Bei niedrigen Plasmadichten sind diese Felder gering, die Teilchen können praktisch als entkoppelt betrachtet werden, so daß sich Resonanzen bei den Zyklotronfrequenzen ausbilden können. Die untere Hybridresonanz erscheint bei der Ionenzyklotronfrequenz (in mehrkomponentigen Plasmen bei der des leichtesten Ions). Mit wachsender Plasmadichte werden die Raumladungsfelder wirksam, die Ionen werden durch den Elektroneneinfluß stärker beschleunigt: die Resonanzfrequenz steigt. Sind die Dichten so hoch, daß das elektrische Feld nahezu rein elektrostatisch ist, ist eine Sättigung erreicht, und die Resonanzfrequenz ändert sich nicht mehr.

Durch die dominierende elektrostatische Komponente des elektrischen Wechselfeldes werden die mikroskopischen Teilchenbewegungen in starkem Maße beeinflusst. Die Teilchenbahnen bei der Resonanz lassen sich durch direkte Integration der Bewegungsgleichungen

$$\underline{\dot{v}}_k = \frac{\epsilon_k q_k}{m_k} (\underline{E} + \underline{v}_k \times \underline{B}) \quad (2.22.)$$

berechnen: In dem oben definierten Koordinatensystem lauten die Lösungen unter der Annahme, daß das elektrische Feld nur eine longitudinale Komponente E_{Ox} besitzt:

$$\begin{pmatrix} x_k \\ y_k \\ z_k \end{pmatrix} = \frac{\epsilon_k \omega_k}{\omega^2 - \omega_k^2} \frac{E_{Ox}}{B_O} \begin{pmatrix} -\cos \omega t \\ \frac{\epsilon_k \omega_k}{\omega} \sin \omega t \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.23.)$$

Elektronen und Ionen beschreiben also Ellipsen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld. In einem zweikomponentigen Plasma sind die Formen der Ionen- und der Elektronenbahn mit einem Achsenverhältnis von

$$\left| \frac{y_i}{x_i} \right| = \left| \frac{x_e}{y_e} \right| = \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (2.24.)$$

ähnlich. In Ausbreitungsrichtung der Welle fällt die große Achse der Ionenellipse mit der kleinen Achse der Elektronenellipse zusammen. In der hierzu senkrechten Richtung werden die Elektronen um das Massenverhältnis weiter ausgelenkt als die Ionen (Fig.2.4a). In einem mehrkomponentigen Plasma

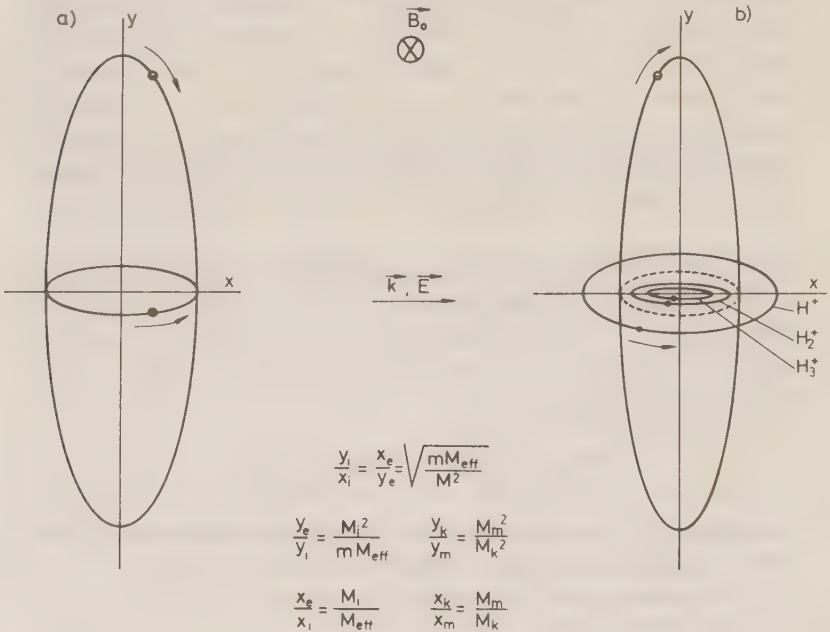


Fig. 2.4. Teilchenbahnen bei der unteren Hybridresonanz
a) zweikomponentiges Plasma
b) vierkomponentiges Plasma, - - - Bahn eines Pseudodions mit der Masse $M = M_{\text{eff}}$

bleibt diese symmetrische Bahnkonfiguration erhalten, wenn sich auch jetzt die Bahntrajektorien schneiden können. Die

Bahnformen bleiben weiterhin ähnlich und werden lediglich um das Verhältnis der effektiven Masse M_{eff} zur Masse der k -ten Teilchensorte modifiziert (Fig.2.4b.).

$$\left| \frac{y_k}{x_k} \right| = \sqrt{\frac{m M_{\text{eff}}}{M_k^2}} \quad (2.25.)$$

Ein Pseudoion mit der effektiven Masse M_{eff} durchläuft dann eine dem zweikomponentigen Plasma entsprechende Bahn. Hierin findet sich in gewissem Sinne eine mikroskopische Bestätigung der formal eingeführten Resonanzfrequenz (2.19.).

Wie aus (2.23.) hervorgeht, werden die Bahnen gegensinnig durchlaufen. Senkrecht zur Ausbreitung werden die Ladungen getrennt, es fließt ein Strom, der im wesentlichen durch die Elektronen hervorgerufen wird. In Ausbreitungsrichtung ist die effektive Ladungstrennung klein, Ionen und Elektronen schwingen in einem Zweikomponenten-Plasma gleichphasig. Bei Anwesenheit mehrerer Ionensorten wirken die schweren Ionen ($M > M_{\text{eff}}$) bremsend auf die Elektronenbewegung, und zwar in solcher Weise, daß die über die relativen Konzentrationen gemittelten Ionenelongationen gleich der Elektronenelongation sind.

Von Interesse ist weiterhin die mittlere kinetische Energiedichte $n_k m_k \overline{v_k^2} / 2$, die den Teilchen in der Resonanz zugeführt wird. Unter Berücksichtigung nur des elektrostatischen Feldes E_{ox} berechnet sich der Energieübertrag pro Volumeneinheit zu:

$$W_k = \frac{q_k^2 n_k}{4m_k \omega} E_{\text{ox}}^2 \frac{\omega^2 (\omega^2 + \omega_k^2)}{(\omega^2 - \omega_k^2)^2} \quad (2.26.)$$

Hieraus folgt sofort, daß in der unteren Hybridresonanz unabhängig von der Anzahl und relativen Konzentration der Ionensorten die Elektronen und die Gesamtheit der Ionen gleiche Energie pro Volumeneinheit aufnehmen. Der Ionenanteil wird unter den einzelnen Ionenspezies im Verhältnis

der mit den Konzentrationen gewichteten reziproken Massen aufgeteilt:

$$\begin{aligned} W_e : W_1 : W_2 : W_3 : \dots \\ = \frac{1}{M_{\text{eff}}} : \frac{x_1}{M_1} : \frac{x_2}{M_2} : \frac{x_3}{M_3} : \dots \end{aligned} \quad (2.27.)$$

2.4. Dispersionsverhalten bei schräger Wellenausbreitung

Der Dispersionsgleichung (2.1.) entnimmt man leicht, daß sich die Dispersionseigenschaften ändern, wenn sich die Welle unter einem Winkel $\theta \neq 90^\circ$ zur Magnetfeldrichtung ausbreitet. Ordentliche und außerordentliche Welle sind nicht mehr entkoppelt, so daß die Dispersionsbeziehung nicht faktorisiert werden kann und im allgemeinen beide Lösungen von (2.1.) zum Wellenverhalten beitragen.

2.4.1. Resonanzen bei schräger Wellenausbreitung

Die Resonanzbedingung ($N^2 \rightarrow \infty$) fordert, daß der Koeffizient der höchsten Potenz von N^2 verschwindet, so daß

$$\epsilon \sin^2 \theta + \eta \cos^2 \theta = 0 \quad (2.28.)$$

bzw.

$$\left(1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_k^2} \right) \sin^2 \theta + \left(1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \right) \cos^2 \theta = 0 \quad (2.29.)$$

die Resonanzstellen liefert. In einem n-komponentigen Plasma besitzt diese Gleichung $n+1$ Wurzeln, die von Reshotko (R2) für ein dichtes Plasma mit zwei Ionensorten berechnet wurden. Zu den Hybridresonanzen

$$\omega_{OH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_e^2 \sin^2 \theta \quad \text{obere Hybridresonanz} \quad (2.30.)$$

$$\omega_{UH}^2 = \omega_a^2 \sin^2 \theta + \omega_e^2 \cos^2 \theta \quad \text{untere Hybridresonanz} \quad (2.31.)$$

$$\omega_{IIH}^2 = \frac{\omega_e^2 \omega_1^2 + \omega_a^2 \omega_b^2 \tan^2 \theta}{\omega_e^2 + \omega_a^2 \tan^2 \theta} \quad \text{Ionen-Ionen-Hybridresonanz} \quad (2.32.)$$

tritt eine zusätzliche niederfrequente Resonanz, die durch die ursprünglich ordentliche Mode hervorgerufen wird:

$$\omega_{AD}^2 = \frac{\omega_e^2 \omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_e^2 \omega_1^2 + \omega_a^2 \omega_b^2 \tan^2 \theta} \quad \text{zusätzliche Resonanz} \quad (2.33.)$$

Hierbei bedeuten

$$\omega_a^2 = \omega_e (x_1 \omega_1 + x_2 \omega_2)$$

$$\omega_b^2 = \omega_1 \omega_2 \frac{x_1 \omega_2 + x_2 \omega_1}{x_1 \omega_1 + x_2 \omega_2}$$

die Hybridresonanzen bei senkrechter Ausbreitung.

Alle Resonanzen, an denen Ionen beteiligt sind, reagieren empfindlich auf eine geringe Abweichung von der exakt senkrechten Wellenausbreitung durch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz. Für die hier näher interessierende untere Hybridresonanz verdeutlicht dies Fig.2.5., in der die nor-

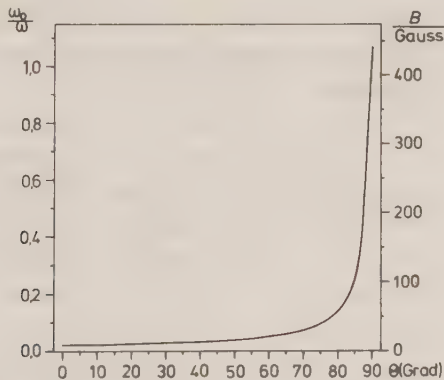


Fig. 2.5. Resonanzfeldstärke der unteren Hybridresonanz bei schräger Wellenausbreitung

mierte Resonanzfeldstärke $\frac{\omega_0}{\omega}$ gegen den Ausbreitungswinkel θ für ein Plasma mit 80% H^+ , 10% H_2^+ und 10% H_3^+ aufgetragen ist. In einem mehrkomponentigen Plasma ist die Winkelabhängigkeit der unteren Hybridresonanz in Verallgemeinerung von

(2.31.) gegeben durch

$$\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{\left(\frac{M_1}{M_{\text{eff}}} + \frac{M_1}{m} \cos^2 \theta \right)^{1/2}} \quad (2.34.)$$

(ω_0 und M_{eff} wie früher definiert). Schon geringe Winkeldifferenzen des Wellenvektors gegen die Magnetfeldnormale reichen aus, um die Resonanzfeldstärke schnell auf die Endlage bei $\theta = 0$, die Elektronenzyklotronfrequenz, zu verschieben. Man beachte, daß dieser Prozeß gegenläufig sowohl zu dem der Anreicherung molekularer Ionen als auch der Dichtereduzierung im Plasma ist.

2.4.2. Die Brechungsindizes in der Nähe der unteren Hybridresonanz

In Fig. 2.6. ist der Verlauf der Brechungsindizes in der Umgebung der unteren Hybridresonanz für verschiedene Ausbreitungswinkel aufgetragen. Eine Lösung (N_1) der Dispersionsbeziehung (2.1.), die der ursprünglich ordentlichen Mode zuzuordnen ist, wird in diesem Bereich, unabhängig vom Winkel, imaginär, eine Ausbreitung dieser Mode ist hier auch bei schräger Wellenausbreitung nicht möglich. Der Brechungsindex N_2 der außerordentlichen Mode zeigt Resonanzverhalten, wobei sich die Resonanzlage nach (2.31.) mit dem Winkel verschiebt. Das Dispersionsverhalten ist äquivalent dem Fall genau senkrechter Ausbreitung: Die Welle propagiert bei Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz. Durch das Verschieben der Resonanzlage wird jedoch Wellenausbreitung auch bei Magnetfeldern unterhalb von $\omega_0 / \omega = 1$ möglich. Die Berücksichtigung von Stößen im Plasma führt zu komplexen Brechungsindizes. Während in diesem Fall N_1 im wesentlichen imaginär wird, geht die Singularität über in Maximalverhalten von $\text{Re}(N_2)$ und $\text{Im}(N_2)$. Jedoch propagiert die Welle im wesentlichen nur bei niedrigeren Frequenzen als der Resonanzfrequenz. Das Wellenverhalten

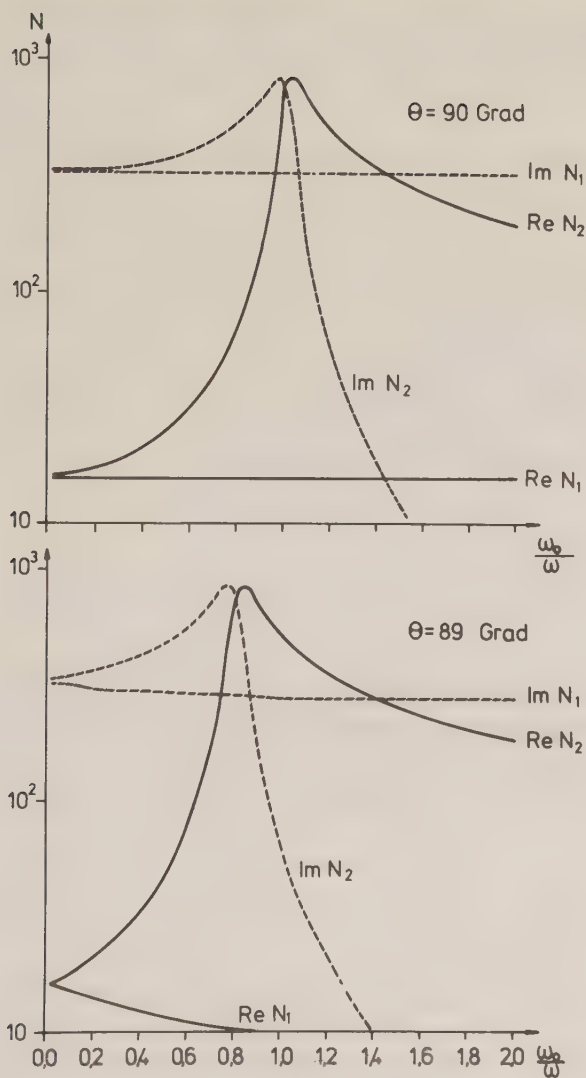


Fig. 2.6. Brechungsindizes bei Wellenausbreitung unter einem Winkel von 90° und 89° zum Magnetfeld

wird bei schräger Ausbreitung nur durch eine Lösung der Dispersionsgleichung beschrieben.

2.4.3. Diskussion des Bildes der schrägen Wellenausbreitung

Es ist ein Vorteil der einfachen Theorie eines unendlich ausgedehnten kalten, stoßfreien Plasmas, daß sie die Phänomene mit einem geringen mathematischen Aufwand beschreiben kann. In einem realistischen Laborplasma treten jedoch Komplikationen verschiedener Art durch Stöße der Teilchen untereinander, durch Temperatureffekte, Inhomogenitäten und Randbedingungen auf, die in einem realistischen Plasmamodell berücksichtigt werden müssen.

Aus dieser Diskrepanz resultiert u.a. auch die Kritik, die das Bild einer schrägen Wellenausbreitung im Plasma erfährt. So wird z.B. eine Welle, die von außen schräg auf ein dichtes homogenes Plasma trifft, wegen des hohen Brechungsindex praktisch senkrecht zum Magnetfeld gebrochen - im Idealfall eines stoßfreien Plasmas und bei Einstrahlung mit der Resonanzfrequenz ist dieser Winkel exakt 90° , ansonsten sind die Abweichungen kleiner 10^{-5} . Messungen von Golant et al. (G1) bestätigen diese Überlegungen auch unter Laborbedingungen.

Läßt man jedoch in einem stoßfreien Plasma einen Dichtegradienten am Plasmarand zu, der einen Winkel θ mit der Magnetfeldrichtung bildet, so läßt sich der Formalismus der schrägen Wellenausbreitung aufrechterhalten. Aus einfachen Betrachtungen des Brechungsvorgangs folgt sofort, daß in diesem Fall die Komponenten des Wellenvektors senkrecht zum Gradienten fest sind. Lediglich die Komponente in Richtung des Gradienten wird gemäß den Dispersionseigenschaften beeinflusst, so daß die Welle in die Gradientenrichtung hineingebrochen wird. In der Resonanz fallen die Ausbreitungsrichtung der Welle und die Gradientenrichtung zusammen. Damit

bleiben die Resonanzbedingung (2.28.) und sämtliche Resonanzfrequenzen formal erhalten, nur muß der Winkel θ als Winkel des Dichtegradienten zum äußeren Magnetfeld interpretiert werden.

Spaltet man den Wellenvektor auf in Komponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld, $k_{\parallel} = k \cos \theta$ bzw. $k_{\perp} = k \sin \theta$, so werden in der Resonanz beide gleichzeitig beliebig groß. Unübersichtlich werden die Verhältnisse, wenn Stöße im Plasma berücksichtigt werden, was zu komplexem $\underline{k} = \text{Re}(\underline{k}) + i \text{Im}(\underline{k})$ führt und damit zu unterschiedlichen Ausbreitungs- und Dämpfungsrichtungen der Welle. Eine Berücksichtigung zweier Winkel macht die mathematische Behandlung erheblich aufwendiger und ist dennoch undankbar, da sie die realistischen Laborbedingungen nur ungenügend wiedergeben kann.

2.5. Wellenausbreitung in einem Plasma endlicher Länge

Den tatsächlich vorliegenden experimentellen Bedingungen angepaßter als die Vorstellung der schrägen Ausbreitung sollte ein Modell sein, in dem eine Komponente $k_{\parallel}$ primär als vorgegeben betrachtet wird. Das in Experimenten zur Welleneinkopplung notwendige Antennensystem besitzt Feldinhomogenitäten an den Rändern, so daß schon die auf das Plasma auftreffende Welle eine Parallelkomponente aufweist, die in das Plasma eindringt und einen Beitrag zum gesamten Wellenfeld liefert. In diesem Bild sind die Wellenvektoren $k_{\parallel}$ und $k_{\perp}$ von vornherein entkoppelt und im wesentlichen durch die Einkoppelstruktur vorgegeben. Die Dispersionseigenschaften der Welle treten dann nur in der Senkrechtkomponente auf, wie man sofort aus der in den neuen Größen geschriebenen Dispersionsgleichung (2.1.) ersieht:

(2.35.)

$$\varepsilon k_{\perp}^4 - [\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon \eta - (\varepsilon + \eta) k_{\parallel}^2] k_{\perp}^2 + \eta (\varepsilon^2 - g^2 - 2\varepsilon k_{\parallel}^2 + k_{\parallel}^4) = 0$$

Im allgemeinen Fall muß ein gesamtes, kontinuierliches Spek-

trum von $k_{\parallel}$ -Komponenten berücksichtigt werden, von dem jedes einzelne Glied einen Beitrag zum Wellenfeld und zum Dispersionsverhalten liefert.

Ein solches Konzept ist in (B5, S4) für Welleneinkopplung bei der Ionen-Ionen-Hybridresonanz und in (S5, S6) für das Gebiet der unteren Hybridresonanz verfolgt worden. Dabei wurde in den letzteren Untersuchungen nur eine Ionensorte berücksichtigt. Außerdem wurde die einfache Theorie eines vollionisierten, unendlich ausgedehnten stoßfreien Plasmas in drei Punkten erweitert:

1. Das Plasma ist nur teilweise ionisiert.
2. Die Teilchen wechselwirken durch Stöße miteinander, wodurch eine Dissipation der Wellenenergie an das Plasma ermöglicht wird.
3. Das Plasma wird als homogen, zylindrisch und in axialer Richtung endlich ausgedehnt (mit der Länge L) angenommen, in das von einer endlich langen Spule elektromagnetische Wellen eingekoppelt werden.

Die Randbedingung, daß die Tangentialkomponenten des elektrischen Wellenfeldes im Plasma an den Plasmaenden verschwinden - eine Bedingung, die sich im Experiment als praktisch bedeutungslos erweist (L1, L2) -, ermöglicht es, das axiale Wellenfeld nach stehenden Wellen mit den Wellenzahlen $k_{\parallel} = m \frac{\pi}{L}$ ($m =$ ungerade Zahl) zu analysieren.

Wir wollen nun die Lösungen der Dispersionsgleichung (2.35.) untersuchen und beschränken uns dabei auf das Gebiet in der Umgebung der unteren Hybridresonanz. In den Rechnungen werden nur Elektronen, eine Neutralteilchen - und eine Ionensorte berücksichtigt. Eine kompliziertere Plasmazusammensetzung läßt sich durch die Einführung einer effektiven Ionen - bzw. Neutralteilchenmasse auf diesen Fall reduzieren, was nach den Ergebnissen unter 2.2.2. gerechtfertigt erscheint.

Die Dissipation der Welle wird rein formal durch eine Gesamtstoßfrequenz beschrieben, wobei über die physikalisch relevanten Stöße zunächst keine Aussage gemacht zu werden braucht. Allein durch die Wahl der Größe dieser Stoßfrequenz wird den tatsächlichen Verhältnissen Rechnung getragen. Insofern ist auch unter diesem Gesichtspunkt die Beschränkung auf eine Ionensorte gerechtfertigt. Zur Beschreibung der Welleneinkopplung in der Nähe der Ionen-Ionen-Hybridresonanz versagt dieses Verfahren natürlich.

Wir wollen nun speziell den Einfluß der Größe von $k_{\parallel}$ auf den Verlauf der Brechungsindizes untersuchen. In Fig. 2.7a. sind die Lösungen von (2.35.) in Abhängigkeit von ω_0 / ω für $k_{\parallel} = \frac{\pi}{L}$ dargestellt. Betrachten wir zunächst die mit "1" gekennzeichnete Lösung. Sie weist in der Nähe der unteren Hybridresonanz sowohl im Real- als auch im Imaginärteil Maxima auf, die bei verschwindender Stoßfrequenz zu Singularitäten entarten. Das Verhalten dieser Lösung ist vergleichbar der der außerordentlichen Mode in der einfachen Theorie, unterscheidet sich jedoch in einem wesentlichen Punkt: Auf der Seite höheren Magnetfeldes ($\omega_0 / \omega > 1$) ist sie im wesentlichen imaginär, auf der Seite niedrigeren Magnetfeldes ist sie innerhalb eines Bereiches im wesentlichen reell. Im Vergleich zu dem früher betrachteten Fall liegt für diese Mode also der Bereich, in dem Ausbreitung möglich ist, auf der anderen Seite der Resonanz.

Das Verhalten der zweiten Lösung ist grundsätzlich verschieden von dem der ersten, denn Maximalverhalten wird nur in $\text{Re}(k_{12})$ sichtbar, wobei auch im verlustfreien Fall keine Singularität auftritt (S5, S6). In der Umgebung der Resonanz, insbesondere auf der niederfrequenten Seite, ist für diese Lösung $\text{Re}(k_{12}) > \text{Im}(k_{12})$, so daß diese Mode im wesentlichen bei größeren Magnetfeldern propagieren kann.

Vergrößert man die Parallelkomponente - Fig. 2.7b zeigt das Dispersionsverhalten für $k_{\parallel} = \frac{3\pi}{L}$ bei denselben Plasmapara-

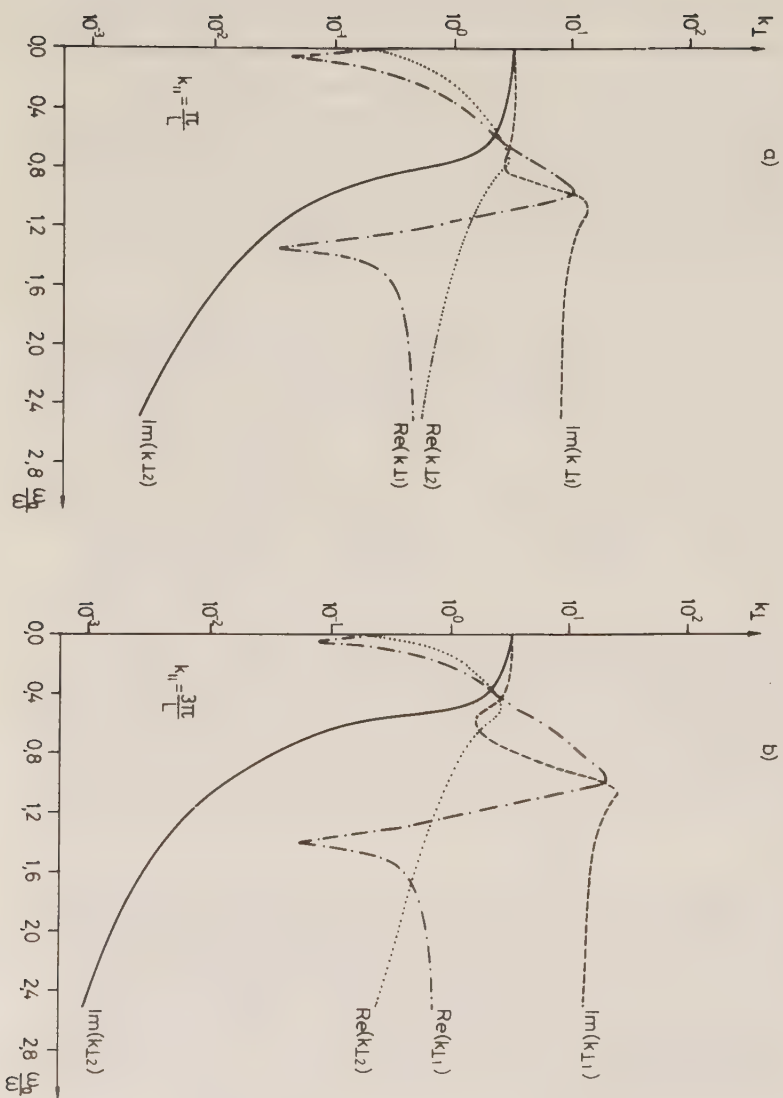


Fig. 2.7. Brechungsindizes für vorgegebene Werte von $k_{||}$

metern - so bleibt das Verhalten der ersten Lösung fast unverändert, die Resonanzstelle bleibt bei demselben Magnetfeld stehen, lediglich der Bereich, in dem $\text{Re}(k_{11})$ den Imaginärteil $\text{Im}(k_{11})$ überwiegt, ist erweitert. Demgegenüber wandert jedoch das Maximum von $\text{Re}(k_{12})$ zu höheren Frequenzen und damit auch der Bereich, in dem diese Lösung eine Wellenausbreitung möglich macht. Mit wachsendem $k_{\parallel}$ verschiebt sich dieses Maximum immer weiter in Richtung auf die Elektronenzyklotronresonanz.

Eine Verringerung von $k_{\parallel}$, in dem z.B. die Plasmalänge L vergrößert wird, läßt bei einer "kritischen Länge" $L_c = \frac{\pi \cdot c}{\omega_{pi}} \frac{\omega_0}{\omega}$ die Maxima beider Lösungen zusammenfallen und führt bei weiterer Steigerung von L zu einer Entkopplung der Wellen in die ursprüngliche außerordentliche und ordentliche Mode - letztere ist in diesem Frequenzbereich nicht propagierend. Die Bedingung $L \leq L_c$ ist äquivalent mit der Accessibilitätsbedingung

$$\frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega_{pi}^2} > 2$$

aus (S1) bzw. (G2). Im Unterschied zum Bild der schrägen Wellenausbreitung werden für das Resonanzverhalten des Plasmas beide Lösungen der Dispersionsgleichung bedeutend. Die Eigenschaften des Brechungsindex bei Annahme eines festen Ausbreitungswinkels θ sind im wesentlichen vergleichbar mit denen der Lösung k_{12} bei Vorgabe von $k_{\parallel}$. Unter Berücksichtigung von Stößen haben beide Maximalverhalten. Das Maximum in $\text{Re}(k_{12})$ verschiebt sich mit größerem $k_{\parallel}$ in derselben Weise wie die Resonanzstelle bei stärkerer Abweichung der Ausbreitungsrichtung von 90° , jedoch sinkt das Maximum von $\text{Re}(k_{12})$ mit wachsendem $k_{\parallel}$ ab. Korreliert man über $\cos \theta = k_{\parallel}/k_0$ beide Vorstellungen miteinander, so läßt sich die Übereinstimmung auch quantitativ erzielen. Außerdem ist in einer ω_0/ω -Skalierung die Wellenausbreitung rechts von der Resonanz möglich.

Die Lösung k_{12} wird jedoch im Gegensatz zum Bild der schrägen Wellenausbreitung im dissipationsfreien Plasma nicht singulär. Diese Eigenschaft ist der Lösung k_{11} übertragen, die unabhängig von $k_{\parallel}$ stets bei $\omega_0/\omega = 1$ Resonanzstruktur zeigt. Durch das Verhalten beider Brechungsindizes und deren Zusammenwirken auf das Absorptionsverhalten wird das Bild einer schrägen Wellenausbreitung deutlich von dem Bild eines vorgegebenen $k_{\parallel}$ -Spektrums abgesetzt: Während im ersten Fall nur ein Absorptionsgebiet auftritt, das sich mit zunehmender Abweichung von der senkrechten Wellenausbreitung zur Elektronenzyklotronresonanz verschiebt, können im zweiten Fall unter extremen Bedingungen - Plasmalänge weit unterhalb der kritischen Länge - zwei Absorptionsgebiete nebeneinander auftreten. In Messungen (V1) wurde die Existenz beider Resonanzgebiete nebeneinander beobachtet, wodurch die Vermutung bestätigt wurde, daß das Modell, in dem ein $k_{\parallel}$ -Spektrum als primär vorgegeben betrachtet wird, die für das Experiment adäquate Beschreibung ist.

Dennoch kann das Bild der schrägen Wellenausbreitung gute Dienste leisten, wenn folgende Kriterien erfüllt sind:

- 1) Da die Definition eines Winkels zwischen $\underline{B}_0$ und $\underline{k}$ nicht mehr möglich ist, sobald dissipative Prozesse berücksichtigt werden, sollte die Winkelvorstellung nur auf die Ausbreitungsrichtung der Welle beschränkt bleiben (Reduktion auf den stoßfreien Fall).
- 2) Da extreme Abweichungen im Absorptionsverhalten auftreten, wenn die kritische Länge des Plasmas weit unterschritten wird, sollte die Anwendung der Winkelvorstellung auf Plasmen beschränkt bleiben, die hinreichend lang sind und deren Elektronendichte hinreichend groß ist.

Wenn diese beiden Kriterien erfüllt sind, dann ist das Bild der schrägen Wellenausbreitung allerdings recht leistungsfähig, um die Tendenzen des Absorptionsverhaltens unter den experimentellen Bedingungen zu beschreiben. Sein Vorteil gegenüber dem Bild eines vorgegebenen $k_{\parallel}$ -Spektrums liegt

eindeutig in der Anschaulichkeit, die insbesondere die Wirkung von axialen Dichtegradienten auf das Wellenverhalten überschaubar macht.

2.6. Absorption der Wellenenergie

Zum Studium des Resonanzverhaltens eines Plasmazyinders wird die Absorption der Wellenenergie im Plasma betrachtet. Im Zeitmittel ist der Energiefluß, der von einer Einkoppelstruktur (z.B. Senderspule) ausgesandt wird, gegeben durch das Integral des Realteils der Normalkomponente des Poynting-Vektors über die Spulenfläche:

$$P = - \int_P \underline{S} \cdot d\underline{F} \quad (2.37.)$$

Für einen Plasmazyylinder endlicher Länge, in den von einer Senderspule Wellen eingestrahlt werden, ist dieser Energiefluß in (S5, S6) aus dem Wellenfeld unter Berücksichtigung der elektromagnetischen Randbedingungen berechnet worden. Es zeigt sich, daß P proportional dem Quadrat der an der Spule anliegenden Spannung ist. Der Proportionalitätsfaktor läßt sich als komplexer Leitwert des Systems Spule-Plasma interpretieren:

$$P = \frac{Z}{|Z|^2} \frac{|U|^2}{2} \quad (2.38.)$$

Die an das Plasma übertragene Wirkleistung ist danach proportional dem Realteil des Leitwerts:

$$P_W = \frac{\operatorname{Re}(Z)}{|Z|^2} \frac{|U|^2}{2} \quad (2.39.)$$

Die Größe

$$R_L = \frac{|Z|^2}{\operatorname{Re}(Z)} \quad (2.40.)$$

ist der reelle Plasmalastwiderstand und kann nach (S5, S6) numerisch berechnet werden. Er spiegelt das Dispersionsverhalten des Plasmas wider.

In Fig. 2.8. sind zu den Brechungsindizes von Fig. 2.7. die theoretisch berechneten Plasmalastwiderstände aufgetragen. Der mit $k_{\parallel} = \pi / L$ berechnete Widerstand zeigt bei $\omega_0 / \omega \approx 1$ ein ausgeprägtes Minimum, das der unteren Hybridresonanz entspricht. Bei höherem Magnetfeld ($\omega_0 / \omega \approx 1,8$) tritt eine weitere Stelle sehr starker Absorption auf, die durch eine geometrische Resonanz hervorgerufen wird. Derartige Resonanzen entsprechen geometriebedingten Eigenschwingungen des Plasmazylinders, bei denen durch einen hinreichend großen Realteil des Brechungsindex die Wellenlänge auf die Dimensionen des Plasmadurchmessers verkürzt wird. Gleichzeitig muß jedoch $\text{Im}(k_1)$ so klein sein, daß keine zu starke Dämpfung der Welle auftreten kann. Unter den hier vorliegenden Bedingungen, die etwa den experimentellen Gegebenheiten entsprechen, wird eine Ausbildung der radialen Moden durch den Brechungsindex k_{12} hervorgerufen, der hier nur für $\omega_0 / \omega > 1$ die oben genannten Bedingungen erfüllt. (Vgl. Fig. 2.7.).

Man erkennt, daß in diesen Resonanzen sehr viel effektiver Leistung an das Plasma übertragen werden kann als direkt in der Hybridresonanz. Diese kann sogar gegenüber den radialen Eigenmoden weitgehend in den Hintergrund treten. Dennoch ist ihr Auftreten an die Existenz einer intrinsic-Resonanz gekoppelt, da nur in ihrer Nähe der Brechungsindex hinreichend hohe Werte annehmen kann.

Die Verschiebung des Brechungsindex k_{12} mit der Größe von $k_{\parallel}$ spiegelt sich auch im Verhalten der Resonanzen wider. Eine Vergrößerung auf $k_{\parallel} = 3\pi / L$ bewirkt eine Verschiebung sowohl des Minimums bei der unteren Hybridresonanz als auch der radialen Eigenmode zu niedrigerem Magnetfeld. Gleichzeitig rücken beide Absorptionsstellen zusammen.

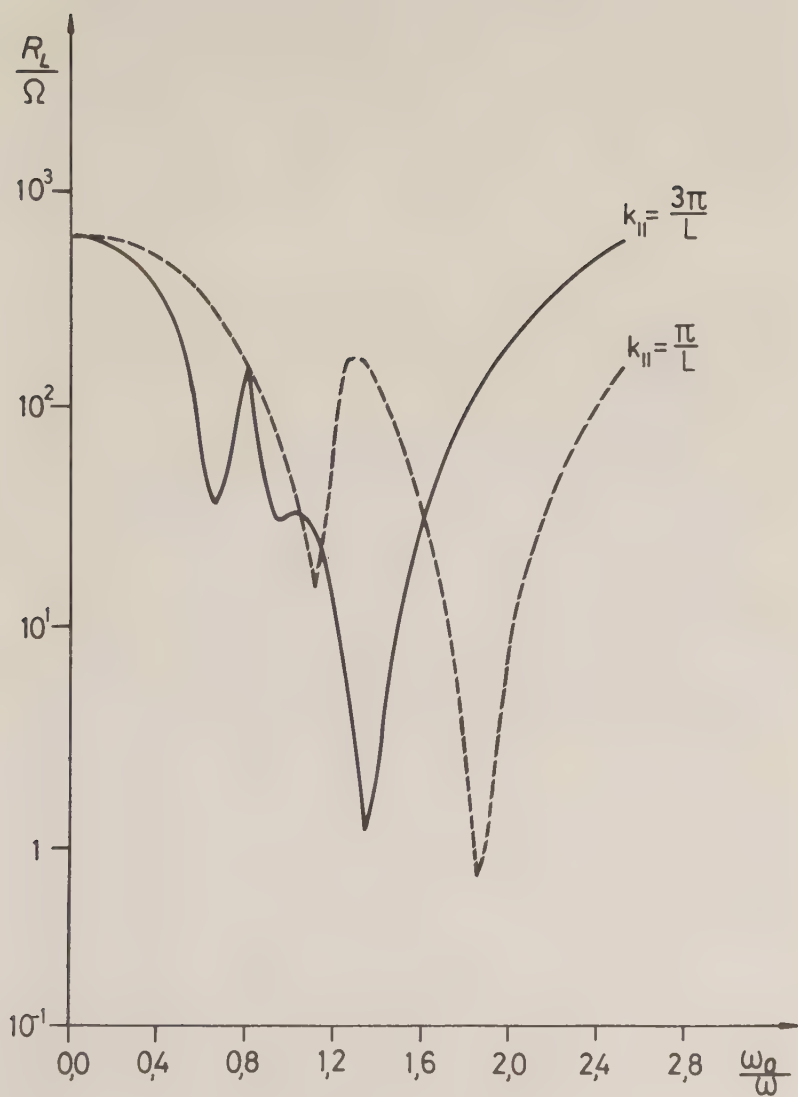


Fig. 2.8. Verlauf des Lastwiderstandes für vorgegebene Werte von k_{II}

Mit dem Plasmalastwiderstand bzw. dem Plasmaleitwert steht eine experimentell erfaßbare Größe zur Verfügung, an der das Resonanzverhalten untersucht werden kann. Im folgenden werden die hierbei verwendeten experimentellen Methoden beschrieben.

3. Experimenteller Aufbau und Meßmethoden

3.1. Plasma und Plasmaerzeugung

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Fig. 3.1. dargestellt und gliedert sich im wesentlichen in zwei Teile: den Plasmabereich einschließlich Plasmaerzeugung und den massenspektrometrischen Bereich.

Der Plasmateil ist ähnlich der in früheren Arbeiten verwendeten Anordnung (L1, L2, O1) und soll daher nur skizziert werden. Ein Wasserstoff-Plasma wird in einem zylindrischen Quarzgefäß von 60 cm Länge und 6 cm Innendurchmesser mit einem selbsterregten Colpitts-Oszillator gezündet, dessen einwindige Schwingkreisspule das Gefäß konzentrisch umgibt. Das Entladungsrohr kann mit einer 170 l-Diffusionspumpe über eine Kühlfalle (ca. -30°C) auf ein Grundvakuum kleiner als $1 \cdot 10^{-6}$ Torr evakuiert werden, während das Plasma bei einem Neutralgasdruck im Millitorr-Bereich erzeugt wird. Um eine hohe Gasreinheit zu gewährleisten, wird die Entladung ständig von frischem, über einer Stickstoffkühlfalle von Verunreinigungen gesäubertem Gas durchströmt (Gasstrom etwa 10^{-2} Torr $\cdot$ l / s). Dabei sorgt eine Druckregelung während der Messung für gute Druckkonstanz.

Der tatsächlich im Entladungsgefäß vorliegende Neutralgasdruck wird mit zwei Wärmeleitungsmanometern (LKB) gemessen, die symmetrisch zum Plasmagefäß in Gaseinlaß- und Pumpleitung montiert sind. Durch den im Vergleich mit den Zuführungsleitungen großen Querschnitt des Entladungsrohres stellt sich hier ein konstanter Druck ein, der sich aus dem Mittel der beiden Druckanzeigen bestimmt. Nach dem Zünden des Plasmas steigt in der Entladung die Temperatur des Gases an. Aus der Kontinuität des Gasstromes $Q = L \cdot \Delta p$ (L ist der Leitwert der Rohrleitung) folgt jedoch

$$(p_1 - p_p) L_1 = (p_p - p_2) L_2 \quad (3.1.)$$

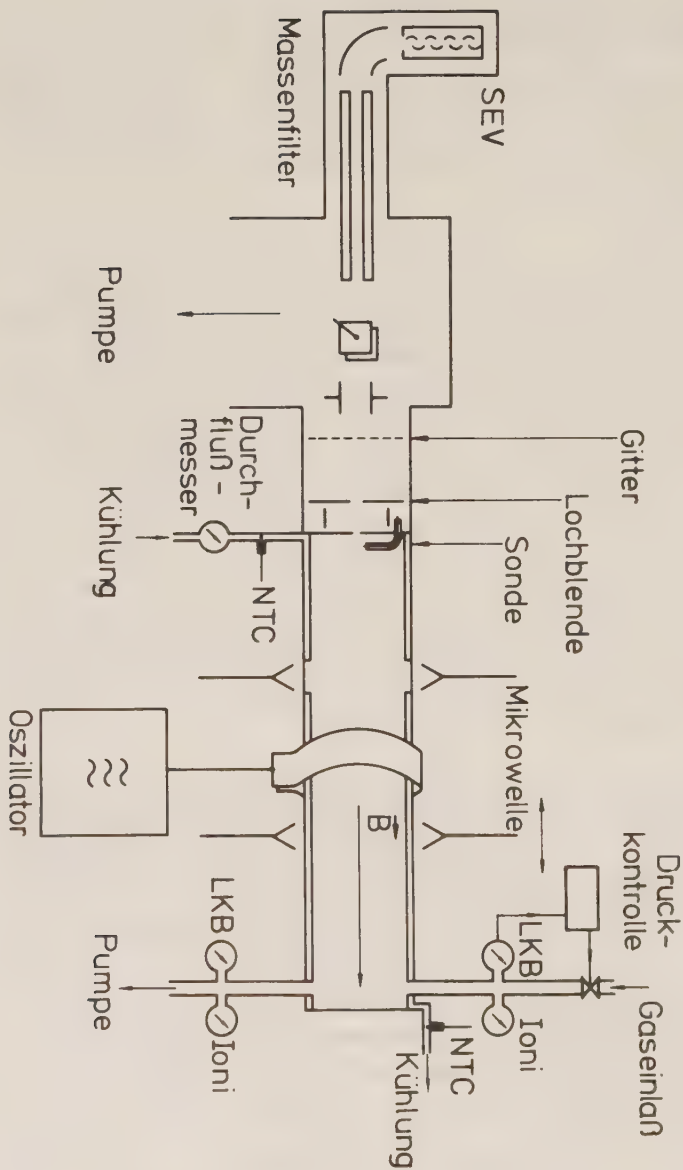


Fig. 3.1. Versuchsanordnung

(p_1 , p_2 und p_p bezeichnen den Druck an den beiden Meßstellen bzw. im Plasmagefäß, L_1 und L_2 die Leitwerte der Gas-einlaß- bzw. Pumpleitung), so daß sich auch bei einer Temperaturerhöhung derselbe Druck wie im kalten Zustand einstellt:

$$p_p = \frac{L_1 \cdot p_1 + L_2 \cdot p_2}{L_1 + L_2} \quad (3.2.)$$

Eine Erhöhung der Neutralgastemperatur führt also lediglich zu einer Reduzierung der Teilchendichte.

Dem Plasma ist ein statisches Magnetfeld B_0 überlagert, das durch acht wassergekühlte Spulen erzeugt wird. Um die Feldkonfiguration ändern zu können, stehen Konstantan-Widerstände (Stangen von 10 mm Durchmesser) zur Verfügung, die wahlweise einzelnen Spulen parallel geschaltet werden. Auf diese Weise läßt sich sowohl ein homogenes als auch ein spiegelförmiges Magnetfeld erzielen. Die maximalen Magnetfeldstärken betragen 2200 Gauss.

3.2. Resonanzmessung

Da die Frequenz des Senders fest vorgegeben ist, wird die Resonanz durch Variation des Magnetfeldes ausgemessen. Wie in Kapitel 2.6. dargelegt, ist die geeignete Meßgröße zur Resonanzbestimmung der Lastwiderstand R_L des Systems Spule-Plasma. Er kann nach dem Ohmschen Gesetz aus der in das Plasma eingekoppelten Leistung P und der an der Senderspule anliegenden effektiven Umfangsspannung U_c ermittelt werden

$$R_L = \frac{U_c^2}{P} \quad (3.3.)$$

Die Leistungsmessung erfolgt kalorimetrisch. Dazu ist das Entladungsgefäß mit einem Kühlmantel versehen, der das Gefäß auf der gesamten Länge umgibt. Lediglich die Rohrenden und zwei Aussparungen von 30 mm Durchmesser, durch die zur Elektronendichtemessung das Plasma mit Mikrowellen durch-

strahlt werden kann, bleiben ungekühlt. Als Kühlmittel wird im allgemeinen destilliertes Wasser verwendet, das jedoch wegen seiner Absorptionseigenschaften für 30 GHz-Mikrowellen bei Messungen des axialen Elektronendichteprofiles ungeeignet ist. In diesen Messungen wird das Entladungsgefäß mit Paraffin gekühlt.

Aus der Erwärmung des Kühlmittels wird die in das Plasma eingekoppelte Leistung ermittelt. Mit zwei NTC-Widerständen im Zu- und Abfluß, die in einer Brückenschaltung liegen, wird die Temperaturerhöhung des Kühlmittels gemessen. Bei Temperaturgleichheit wird die Brücke abgeglichen, die sich bei Erwärmung eines der Widerstände verstimmt. Der Strom in der Brücke ist dann ein direktes Maß für die Temperaturdifferenz ΔT . Bei Kenntnis der Durchflußmenge i und der spezifischen Wärme c des Kühlmittels kann die in das Plasma eingekoppelte Leistung bestimmt werden

$$P = c \cdot i \cdot \Delta T \quad (3.4.)$$

Die Nachweisgrenze dieser Anordnung liegt bei etwa 30 W, der Linearitätsbereich reicht bis etwa 1.5 kW. Die im Plasma absorbierte Leistung kann gleich der vom Kühlmittel aufgenommenen Leistung gesetzt werden, wenn keine Wellenenergie im Kühlmittel dissipiert wird, sowie Strahlungs- und Endverluste vernachlässigt werden können. Das Kühlmittel selbst absorbiert keinen meßbaren Teil der Wellenenergie, wie Messungen ohne Plasmen zeigen. Strahlungsverluste können nach (R1) vernachlässigt werden, die Endverluste liegen nach (L1) zwischen 5% und 7%.

Die effektive HF-Spannung wird mit einem HF-Voltmeter über einen kapazitiven Teiler direkt an der Einkoppelspule bestimmt. Gemessen wird die Spannung am gitterseitigen Ende der Spule gegen Masse. Diese Spannung ist der Spulenumfangsspannung U_c direkt proportional. Dieses Meßverfahren wurde in (O1) erprobt und in (L1) durch unabhängige Mes-

sungen mit einer Induktionsschleife quantitativ bestätigt. Die Fehler bei der Spannungsmessung werden im wesentlichen hervorgerufen durch Schwankungen des Kalibrierungsfaktors, durch Anzeigefehler und Streukapazitäten des Teilers, woraus sich eine Gesamtunsicherheit von 20% ergibt.

Insgesamt ist somit ein Fehler der Lastwiderstandsmessung von ca. 50% zu erwarten.

3.3. Messung der Elektronendichte

Die Elektronendichte im Plasma wird interferometrisch mit 8 mm - Mikrowellen gemessen. Zur Verfügung stehen zwei Interferometer, von denen das eine stationär montiert ist, während das andere zur Ausmessung des axialen Profils entlang des Entladungsgefäßes verschiebbar ist. Der prinzipielle Aufbau beider Anordnungen ist identisch und ist in Fig. 3.2. dargestellt.

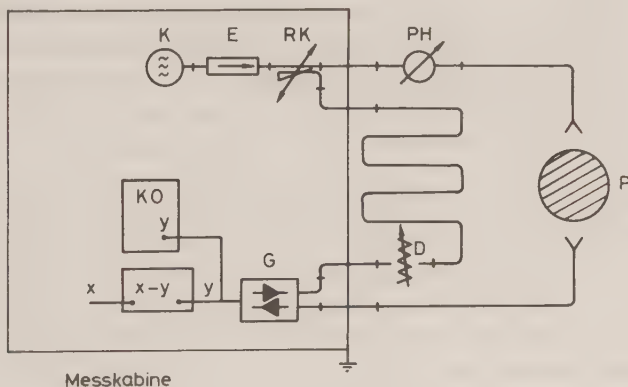


Fig. 3.2. Mikrowelleninterferometer
K Klystron, E Einwegleitung, RK Richtkoppler,
PH Phasenschieber, P Plasma, D Dämpfungsglied,
G Gegentaktmischkopf, KO Oszillograf, X-Y X-Y
X-Y X-Y-Schreiber

Im Meßzweig durchstrahlt eine Mikrowelle (Vakuumwellenlänge $\lambda_0 = 8,40$ mm, Frequenz $\omega / 2\pi = 35,7$ GHz) das Plasma senkrecht zur Gefäßachse, wobei die Orientierung des Wellenfeldes so gewählt ist, daß der elektrische Feldvektor parallel zum äußeren Magnetfeld schwingt (Eccles - Mode). In einem Gegentaktmischkopf wird diese Welle mit einer kohärenten Referenzwelle überlagert, das Signal gleichgerichtet und registriert. Die Anzeige hängt empfindlich von der Phasenlage zwischen Meß- und Referenzwelle ab.

Die Elektronendichte bestimmt sich aus der Phasendifferenz $\Delta\phi$ der beiden Wellen, die aufgrund der geänderten Phasengeschwindigkeit der Meßwelle im Plasma hervorgerufen wird. Für eine ebene Plasmaschicht der Dicke D ist sie gegeben durch

$$\Delta\phi = \int_0^D (k_0 - k_p) dx = k_0 \int_0^D (1 - N) dx \quad (3.5.)$$

Hierin sind k_0 bzw. k_p Die Ausbreitungskonstanten im Vakuum bzw. im Plasma. Bei Vernachlässigung von Stößen, d.h. für $v^2 \ll \omega_p^2$, erfüllt bei der gewählten Orientierung der Meßwelle der Brechungsindex N die Eccles - Beziehung:

$$N^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 = 1 - n / n_c, \quad (3.6.)$$

in der $\omega / 2\pi$ die Mikrowellenfrequenz, ω_p die Plasmafrequenz, n die Elektronendichte bedeuten. $n_c = \epsilon_0 m \omega^2 / e^2$ ist die Cut-off-Dichte, die bei der verwendeten Mikrowellenfrequenz bei $n_c = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Für kleine Dichten ($n \ll n_c$) läßt sich der Brechungsindex entwickeln, womit sich die Phasendifferenz zu

$$\Delta\phi = \frac{k_0}{2n_c} \int_0^D n(x) dx \quad (3.7.)$$

ergibt. Hieraus ist ersichtlich, daß aus der Phasenverschiebung lediglich die über die Plasmaschicht gemittelte Dichte

$$\bar{n} = \frac{1}{D} \int_0^D n(x) dx = \frac{2 n_c}{k_o} \Delta\phi \quad (3.8.)$$

erhalten werden kann. Rückschlüsse auf die maximale Elektronendichte setzen die Kenntnis des Dichteprofiles in der jeweiligen Entladung voraus. Kurze Rechnungen zeigen jedoch, daß für gängige Profile wie Kosinus- und Parabelprofil ebenso wie ein Parabelprofil vierten Grades - näherungsweise als Elektronendichteprofil in HF-Entladungen angesetzt - als Abschätzung die Beziehung $n_{\max} \approx 1,6 \bar{n}$ verwendet werden kann.

Voraussetzung für die Phasenbeziehung (3.5.) ist, daß 1. die Näherung der geometrischen Optik verwendet werden darf, so daß Reflexionen, Beugung und Interferenzeffekte vernachlässigt werden können, 2. das tatsächliche zylindrische Plasma mit dem Radius R durch eine ebene, unendlich ausgehende Plasmaschicht der Dicke $D = 2R$ beschrieben werden kann und 3. die Quarzwandung und der Kühlmantel des Entladungsgefäßes die Mikrowellenausbreitung nicht störend beeinflussen. Beugung und Interferenzeffekte können zunächst an den Hörnern (Ein- und Austrittspupillen) auftreten, die jedoch dann vermieden werden können, wenn sich das Plasma im Fernfeld der Antenne befindet, so daß die Anzahl n der Fresnelzonen in der Apertur der Hörner klein gegen 1 ist. Für die verwendete Anordnung ist $n \approx 0,2$, so daß diese Störungen auszuschließen sind. Weiterhin können Dichtegradienten am Plasmarand und im Plasma ebenfalls Reflexionen und Interferenzen hervorrufen, die jedoch dann keine Rolle spielen, solange

$$\frac{1}{N^2} \left| \frac{dN^2}{dx} \right| \ll 2k_o N = \frac{4\pi}{\lambda_p} \quad (3.9.)$$

gültig ist, d.h. wenn die relative Änderung von N^2 über eine Wellenlänge λ_p im Plasma klein ist verglichen mit 4π (H 1). Diese Bedingung ist jedoch selbst für steile Dichtegradienten, wie sie in HF-Plasmen gemessen werden, stets

erfüllt. Interferenzen können außerdem dann auftreten, wenn der Plasmadurchmesser zu klein ist, so daß sich die Wellen, die das Plasma durchstrahlen, mit Wellen überlagern, die außen um das Plasma herum oder an der Oberfläche entlang laufen. Als untere Grenze für die Plasmagröße hat sich die Bedingung $2R/\lambda_0 > 3$ herausgestellt (H1). Aus der Analyse von Messungen ergibt sich dieselbe Minimalgröße, wenn das Modell einer ebenen Plasmaschicht angewendet werden soll.

Die Auswirkungen von Quarzwandung und Kühlmantel sind schwer abzuschätzen. Prinzipiell spielen Reflexionen dann eine große Rolle, wenn die Wandstärke in die Größe $\lambda/4$ kommt. Die gute Übereinstimmung von spektroskopisch ermittelten Elektronendichten mit den Werten aus Mikrowellenmessungen an ähnlichen Entladungsgefäßen (L1, L2) zeigt jedoch, daß derartige Störungen zumindest für die Messungen mit dem stationären Interferometer auszuschließen sind, bei dem die Meßwelle in das Plasma durch ein Fenster im Kühlmantel geschickt wird. Durchstrahlt die Welle jedoch auch den mit Paraffin gefüllten Kühlmantel, so lassen sich diese Effekte beobachten. Die Messungen mit dem fahrbaren Interferometer können allerdings an die Ergebnisse angeschlossen werden, die mit dem stationären Interferometer erhalten werden. Vor jeder Profilmessung ist daher eine Untergrundkurve ohne Plasma aufzunehmen, mit der das gemessene Elektronendichteprofil korrigiert werden muß.

Der mit diesen Mikrowellen meßbare Elektronendichtebereich wird nach unten begrenzt durch die minimal nachweisbare Phasenverschiebung, die im wesentlichen von der Stabilität des Systems und dem Rauschpegel des Detektors abhängt. Sie liegt etwa bei $n \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die obere Grenze wird einmal durch die Gültigkeit der linearen Näherung angegeben - $n \ll n_c$ bzw. $\omega^2 \ll \omega_p^2$ -, außerdem durch dissipative Prozesse, die in der Nähe der Cut-off-Dichte dominierend werden. Nach (H1) ist als obere Grenze der hier angewandten Mikrowelleninterferometrie etwa $n \approx \frac{1}{3} n_c$ anzusetzen. Sämtliche in die-

sem Experiment erzielten Elektronendichten liegen innerhalb dieser Nachweisgrenzen.

Nach der Überlagerung von Meß- und Referenzwelle liefert der Gegentaktsmeßkopf eine Spannung

$$U = 2 U_R \sin \Delta\phi \quad (3.10.)$$

die proportional ist zu $\sin \Delta\phi$ und zur Amplitude E_R der Referenzwelle ($E_R = \text{const. } U_R$), sofern die Amplitude der Referenzwelle weit unter die der Meßwelle gedämpft wird. In erster Näherung ist das Signal unabhängig von Amplitudenschwankungen der Meßwelle, die z.B. durch Dämpfung im Plasma auftreten können. Da die Anzeige wegen der Periodizität der $\sin$ -Funktion prinzipiell vieldeutig ist, wird in kritischen Fällen der Sender kurzzeitig ausgetastet und die im afterglow abfallende Elektronendichte zeitaufgelöst oszilloskopiert. Hieraus läßt sich in eindeutiger Weise die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ bestimmen. Die Austastung des Senders geschieht durch einen kurzen, stark negativen Impuls auf das Gitter der Senderröhre.

3.4. Massenanalyse

Zur Massenanalyse werden die Ionen durch eine kleine Öffnung in einem Endfenster des Entladungsgefäßes extrahiert und in ein Quadrupol-Massenfilter fokussiert. Nachdem die Ionen entsprechend ihrem e/m -Verhältnis selektiert worden sind, wird der Ionenstrom mit einem Teilchenmultiplier verstärkt und registriert. Das massenspektrometrische Nachweis-system ist in Fig. 3.3. dargestellt.

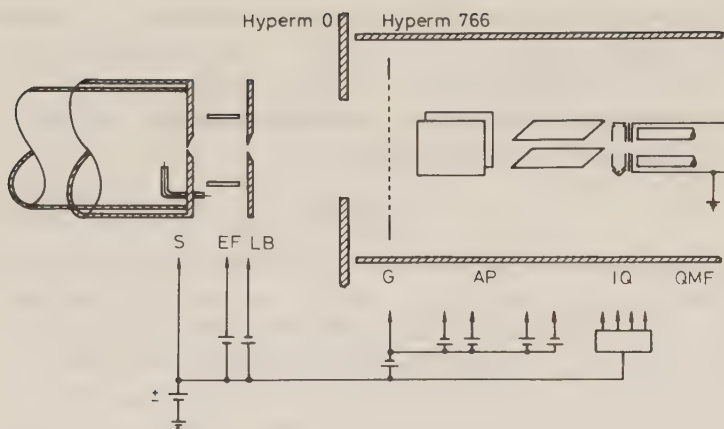


Fig. 3.3. Massenspektrometrisches Nachweissystem mit elektrischer Verschaltung
 S Sonde, EF Elektronenfänger, LB Lochblende zur Nachbeschleunigung, G Gitter, AP Ablenkplattcn, IQ Ionenquelle des Massenfilters, QMF Massenfilter

Der Ionenstrahl wird hauptsächlich durch elektrische Linsen geführt, deren Potentiale auf Plasmapotential bezogen werden müssen. Das Plasmapotential wird von außen über eine großflächige Sonde definiert. Diese besteht aus einem Wolframdraht mit einem Durchmesser von 0.4 mm und einer Länge von 1.5 mm und ragt im Abstand von 1 cm vom Endfenster in das Plasma hinein. Da die Eintrittsöffnung des Massenfilters im allgemeinen auf Erdpotential liegt, wird durch die Wahl des Plasmapotentials die Eintrittsenergie der Ionen in das Massenfilter bestimmt. Typisch sind Potentiale von + 50 V gegenüber Masse.

3.4.1. Magnetfeldabschirmung

Auf die Massenanalyse wirken sich äußere Magnetfelder sehr störend aus. Es ist daher erforderlich, den Ionenstrahlbereich und das Massenfilter gegen das dem Plasma überlager-

ten Magnetfeld abzuschirmen. Hierzu werden zwei Wege beschritten: Einmal wird das störende Streufeld durch magnetische Joche reduziert, und zweitens wird der Meßort selbst durch einen doppelten Mantel aus verschiedenen Weicheisenmaterialien abgeschirmt.

Eine theoretische Berechnung dieses Abschirmungsproblems ist - wenn überhaupt durchführbar - in höchsten Maße aufwendig, da sehr entscheidend die Topologie der Anordnung berücksichtigt werden muß. Jedoch lassen sich einige Leitlinien angeben, nach denen eine Abschirmung zu konstruieren ist.

Das Streufeld wird um so stärker abgeschwächt, je besser der magnetische Kurzschluß ist, je mehr von dem magnetischen Fluß ϕ_i innerhalb der Magnetfeldspulen durch das Jochmaterial aufgenommen und zurückgeführt wird. Zur Dimensionierung läßt sich daher die Beziehung

$$\phi_i = \phi_m$$

bzw.

$$B_i \cdot F_i = B_m \cdot F_m$$

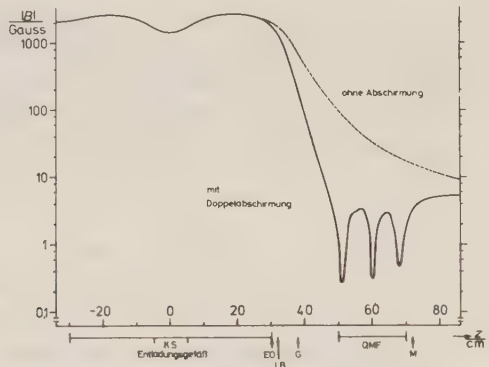
heranziehen, wobei ϕ_m der Fluß durch das Material ist. F_i und F_m sind die Querschnittsflächen der Spulen bzw. des Jochs. Das Jochmaterial muß also möglichst dick gemacht werden.

Auch für den "Mantel" ist eine große Wandstärke erforderlich, um die Bündelung der Feldlinien effektiv zu gestalten. Bei den weichmagnetischen Werkstoffen, die eine große Permeabilität μ besitzen, liegt die Sättigungsfeldstärke sehr niedrig, so daß bei zu großen Magnetfeldern keine Abschirmwirkung erreicht wird. Somit sollte die Feldstärke zunächst durch ein Material mit hoher Sättigung aber relativ niedrigem μ soweit reduziert werden, daß die Werkstoffe mit guter Abschirmwirkung eingesetzt werden können.

Das Joch besteht aus 20 parallel zur Magnetfeldachse verlaufenden Stäben ($\emptyset$ 30 mm) aus Hyperm O (Fa. Krupp, Essen) mit 8 mm starken Endplatten, die den magnetischen Schluß bis in die Spuleninnenflächen führen. Die äußere Wand des Mantels besteht ebenfalls aus Hyperm O, die innere aus Hyperm 766, beide in einer Stärke von 2.5 mm. Fig. 3.4. zeigt die Wirkung der Abschirmung. Während sie im Ionenstrahlbereich wegen der unvermeidbaren Öffnungen für Pumpstutzen und Strahlführung noch relativ unvollständig ist, wird das Magnetfeld im Massenfilterbereich etwa um einen Faktor 40 reduziert. Der strukturierte Feldstärkeverlauf resultiert von Streufeldern an den Kanten des Abschirmmaterials.

Fig. 3.4.

Axialer Magnetfeldverlauf
mit und ohne Abschirmung



3.4.2. Extraktionsöffnung

Da die Ionenströme über die Ionenzusammensetzung im Plasma Auskunft geben sollen, muß eine Störung des Plasmas und eine Massendiskriminierung durch den Extraktionsvorgang vermieden werden. Somit kommen der Methode der Ionenextraktion und der Konstruktion der Extraktionsdüse besondere Bedeutung zu.

Prinzipiell stehen zwei verschiedene experimentelle Methoden der Extraktion von Ionen aus einem Plasma zur Verfügung:

- a) In die Wand des Entladungsgefäßes wird eine dünne metallische Folie mit einer feinen Öffnung eingeschmolzen. Ist die an dieser Extraktionselektrode anliegende Ziehspannung (bzgl. Plasmapotential) hinreichend stark negativ, gelangt nur der Ionensättigungsstrom auf die Elektrode bzw. durch das Loch in den Analysatorraum. Die Elektronen werden auf diese Weise schon vor der Extraktion zurückgehalten.
- b) Bei der zweiten Methode, der "ambipolaren Effusion", wird lediglich die Gefäßwand an der Extraktionsstelle stark verdünnt und in geeigneter Weise fein durchbohrt. Wegen der unterschiedlichen Beweglichkeiten von Ionen und Elektronen bildet sich vor der Gefäßwand, und somit auch vor der Extraktionsöffnung, eine Raumladungsschicht aus, innerhalb der das Potential vom Plasmapotential auf Wandpotential abfällt. Die Größe dieser Potentialdifferenz wird dadurch bestimmt, daß die auf die Wand einfallenden positiven und negativen Teilchenströme gleich groß sind. Ist die Extraktionsöffnung hinreichend klein, so daß keine Beeinflussung der Wandschicht entsteht, gelangen die in die Wandschicht einströmenden Ionen zusammen mit Elektronen (und Neutralteilchen) ambipolar in den Analysatorraum, wo sie durch elektrische Felder voneinander getrennt werden müssen.

Welche der beiden Extraktionsmethoden jeweils zu bevorzugen ist, hängt von dem speziellen Untersuchungsobjekt ab. Vom technischen Standpunkt aus ist die Herstellung von feinen Löchern in dünnen Metallfolien unproblematisch (Bohren, Durchlöchern mit Lasern, Elektronenstrahlschweißen), jedoch in Glas oder Quarz weitaus aufwendiger und diffiziler.

Für die hier vorliegende Fragestellung erweist sich die Verwendung einer Extraktionsdüse aus Metall als ungünstig, da durch die aufgeprägte Saugspannung der Potential- und Feldverlauf am Plasmarand gestört und die Dicke der Wandschicht verändert wird. Untersuchungen (B1, B2) zeigen, daß in einem solchen Fall Stöße in der Wandschicht möglich

werden, die zum Verlust von Ionen geringer Stabilität und zu Ionen-Molekülreaktionen führen. Die Extraktionsbedingungen werden insgesamt ziemlich unübersichtlich, woran auch eine Annäherung des Potentials der Extraktionssonde an das Plasmapotential nicht viel ändert, da dann andere Mechanismen wie Sputtering und chemische Prozesse an der Metalloberfläche (z.B. Rekombination von Atomen zu Molekülen) wirksam werden (B1, B2). Es bleibt somit die Methode der ambipolaren Effusion, wobei jedoch auch hier Kriterien an die Größe und Form der Extraktionsöffnung zu stellen sind:

1. Der Durchmesser d der Öffnung darf die mittlere freie Weglänge λ^+ der Ionen im Plasma nicht überschreiten:

$$d < \lambda^+ = \frac{1}{n_0 \sigma} \quad (3.11.)$$

(n_0 ist die Dichte des Neutralgases, σ der über die Stoßenergie gemittelte totale Ionenstoßquerschnitt). Untersuchungen von Hinzpeter (H2) und Pahl (P1) zeigen, daß bei Verletzung dieser Bedingung die Effusionsstromdichte reduziert wird, was auf eine gravierende Störung des Potentialverlaufs in der Wandschicht zurückzuführen ist. Die Schicht bricht ab, und es werden ionenoptische Effekte an der Öffnung wirksam. Bedingung (3.11.) gewährleistet außerdem, daß auch das Neutralgas molekular durch die Düse strömt, wodurch eine Mitnahme von Ladungsträgern ausgeschlossen wird (H2).

2. Die Länge l der Extraktionsöffnung darf nicht größer als deren Radius sein (P1, P2):

$$l \leq \frac{d}{2} \quad (3.12.)$$

Die negative Aufladung der Wand erfolgt nicht nur auf der dem Plasma zugewandten Seite, sondern auch im Extraktionskanal. Dies kann im Bereich molekularer Strömung zu einem stärkeren Verlust der niederenergetischen Ionen und somit bei unterschiedlicher Energieverteilung

der Ionensorten zu Diskriminierungseffekten führen. Im Bereich der laminaren Strömung tritt derselbe Effekt auf, hier jedoch hervorgerufen durch massenabhängige Diffusion zur Wand des Kanals. Außerdem können Stöße der Ionen mit Neutralteilchen in der Öffnung stattfinden, so daß die Ionen auf die Düsenwand treffen und verloren gehen. Als Maß für diesen Verlust sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte anzusehen. Da diese für verschiedene Ionenarten unterschiedlich sind, kann durch diesen Prozeß ebenfalls eine Verfälschung der Ionenstromverhältnisse auftreten. Untersuchungen von Pahl (P1) mit atomaren und molekularen Argonionen an verschiedenen Düsengeometrien führen zu der oben genannten Bedingung (3.12).

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf magnetfeldfreie Plasmen, in denen die Dimensionen der Extraktionsöffnung an der mittleren freien Weglänge der Ionen gemessen werden. Für Plasmen in Magnetfeldern stellt sich somit die Frage, welche Größe hier als Bezugsgröße dient. Ergebnisse der Sondentheorie zeigen, daß der Ionenstrom auf eine ebene Sonde, die auf Floating-Potential liegt, durch ein Magnetfeld kaum beeinflusst wird, solange der Gyrationradius der Ionen r_i viel größer als die Debye-Länge λ_D und der Sondenradius $d/2$ ist (C1). Der Elektronenstrom auf die Sonde wird jedoch auch unter diesen Bedingungen stark modifiziert, so daß sich andere Wandschichtverhältnisse als im magnetfeldfreien Fall einstellen. Da jedoch weder experimentelle noch theoretische Ergebnisse vorliegen, die exakte Aussagen über die Extraktionsbedingungen geben können, wird Bedingung (3.11.) modifiziert zu

$$d \leq r_i \quad (3.13.)$$

Bedingung (3.12.) bleibt auch im Magnetfeld erhalten.

Aufgrund dieser Kriterien und den erwarteten Plasmaparametern (L1, L2, O1) wird eine Extraktionsöffnung gefordert,

mit

$$d < 300 \text{ } \mu\text{m}$$

$$l \leq \frac{d}{2} = 150 \text{ } \mu\text{m}.$$

In der Literatur finden sich zahlreiche Techniken zur Konstruktion feiner Löcher in Glaswände (H2, N1, P1, W1, W2), die sich jedoch in Quarz wegen dessen Materialeigenschaften nicht bewährten. Es mußte daher eine neue Methode entwickelt werden: In eine runde Quarzplatte (Durchmesser 60 mm, Dicke 3 mm) wurde genau in der Mitte eine kegelförmige Vertiefung (Durchmesser ca. 5-6 mm) mit einem feinen Schweißbrenner eingeschmolzen, bis eine Wandstärke von einigen Zehntelmillimetern stehen blieb. Die Dicke des Quarzes konnte unter einem Meßmikroskop vermessen werden. Anschließend wurde die Gegenseite der Quarzplatte soweit abgeschliffen, daß eine Schicht von 0,1 mm übrigblieb. Mit einem sehr feinen Wasserstoff-Brenner wurde die Mitte der kegelförmigen Vertiefung vorsichtig erhitzt, bis die Quarzschicht in der Mitte aufriß. Es zeigte sich, daß sich auf diese Weise eine runde Öffnung erzielen ließ, die durch weiteres Erhitzen vergrößert werden konnte. Der Öffnungsdurchmesser ließ sich mit einem Mikroskop vermessen. Die so hergestellte Extraktionsöffnung hatte einen Durchmesser von 200 μm . Die gesamte Platte wurde anschließend als Endfenster in das Entladungsgefäß eingeschmolzen.

3.4.3. Nachbeschleunigung und Strahlführung

Nachdem die Ladungsträger durch die Extraktionsöffnung getreten sind, müssen die Ionen von den Elektronen getrennt und schnell aus dem düsennahen Bereich hinaustransportiert werden. Denn speziell in der Nähe der Düse werden Sekundärstöße der Ionen mit aus dem Plasma strömenden Neutralteilchen möglich, die das Ionenspektrum verändern können. Um diesen Effekt zu reduzieren, muß die mittlere freie Weglänge der Ionen möglichst groß werden, was einmal durch

ein hinreichend niedriges Vakuum im Analysatorraum - Druck während der Messung $p_a = 3 \cdot 10^{-6}$ Torr - und durch eine Nachbeschleunigung der Ionen erreicht werden kann.

Hierzu ist hinter der Düse ein Extraktionssystem angebracht, das aus einem kurzen axialen Zylinder und einer Lochblende besteht. Die Ionen werden mit einer Blendenspannung von 1000 V (bzgl. Plasmapotential) nachbeschleunigt, während die Elektronen auf dem Zylinder (leicht positiv gegen Plasmapotential) gesammelt werden. Bei geringen Beschleunigungsspannungen konnte eine Veränderung der Ionenzusammensetzung beobachtet werden mit einer Bevorzugung der molekularen Wasserstoff-Ionen. Erst bei Spannungen oberhalb von einigen hundert Volt war das Massenspektrum von der Nachbeschleunigung unabhängig, was auf eine Ionisation des Neutralgases hindeutet, wobei neben den Ionen- auch die Elektronenstöße berücksichtigt werden müssen.

Einen starken Einfluß auf die Strahlführung der Ionen übt das statische Magnetfeld aus. Dabei sind zwei Wirkungen zu berücksichtigen: Einmal sind die Ionen an die Magnetfeldlinien gebunden, so daß starke elektrische Felder notwendig sind, um sie von diesen Bahnen wegführen zu können. Hierbei bewirken Krümmungs- und $\underline{E} \times \underline{B}$ -Drift eine Versetzung des Strahls von der Achse. Außerdem durchlaufen die Ionen einen in Achsenrichtung abfallenden Magnetfeldgradienten, was zu einer zusätzlichen Beschleunigung in Strahlrichtung führt. Dies folgt aus der Konstanz des magnetischen Momentes μ

$$\mu = \frac{M v_{\perp}^2}{2 B} = \text{const.} \quad (3.14.)$$

und dem Energiesatz

$$\frac{1}{2} M v_{\perp}^2 + \frac{1}{2} M v_{\parallel}^2 = W = \text{const.} \quad (3.15.)$$

In Bereichen niedrigen Magnetfeldes erhält das Ion mehr Parallelenergie, erfährt somit eine Beschleunigung in negative Gradientenrichtung:

$$v_{\parallel}^2 = \frac{2}{M} (W - B_{\parallel}) . \quad (3.16.)$$

Bei der Strahlführung können bzgl. der Magnetfeldwirkung drei Bereiche unterschieden werden. Im Raum zwischen Extraktionsöffnung und Nachbeschleunigungsblende verlaufen in Achsennähe Strahlrichtung, $\underline{B}$ - und $\underline{E}$ -Feld parallel zueinander, die Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung wird stark vergrößert, jedoch ist der Magnetfeldeinfluß gering.

Ca. 3 cm hinter der Lochblende beginnt ein von weichmagnetischen Abschirmblechen umgebener Raum. Die Magnetfeldlinien divergieren hier sehr stark und laufen in die Bleche hinein, wodurch das Feld in der Nähe der Achse stark reduziert wird und eine Komponente senkrecht zur Strahlrichtung erhält. Hier werden die Ionen durch die Gradientenwirkung beschleunigt, gleichzeitig weitet sich der Strahl auf. Ein Gitter, dicht hinter dem Eintritt in den abgeschirmten Raum angebracht, sorgt für ein zusätzliches elektrisches Beschleunigungsfeld, um die Ionen aus dem Magnetfeldbereich abziehen und die Strahlaufweitung zu reduzieren.

Hinter dem Gitter wird die Bewegung der Ionen wesentlich nur durch elektrische Felder beeinflusst. Durch zwei Paare von Ablenkplatten kann der Ionenstrahl auf das Massenfilter zentriert werden. Da die Energie der Ionen hier etwa 2000 eV beträgt, was für eine Massenanalyse zu energiereich ist, müssen sie auf etwa 50 eV abgebremst werden. Die hierbei auftretende Strahlaufweitung läßt sich mit Hilfe eines vor der Eintrittsöffnung des Massenfilters montierten Blendensystems - Bestandteil einer Ionenquelle zur Restgasanalyse - reduzieren.

3.4.4. Massenfilter

Zur Massenanalyse wird ein elektrisches Quadrupol-Massenspektrometer benutzt. Über die Wirkungsweise dieses Instrumentes und seine günstigen Eigenschaften speziell zur Unter-

suchung von Plasmen ist inzwischen an vielen Stellen berichtet (siehe insbesondere M1), so daß sich hier eine detaillierte Beschreibung erübrigt. Hervorgehoben sei nur, daß in diesem Gerät auch bei größerer Energiebreite des einfallenden Ionenstrahls (~ 50 eV) keine Energiediskriminierung bzw. energieabhängige Fokussierung stattfindet. Dadurch wird es möglich, für jeweils eine Ionensorte den integralen Strom aus dem Plasma zu erfassen. Unterschiede in der Energie und Energieverteilung der verschiedenen Ionensorten werden damit in weitem Rahmen unerheblich, so daß in einfacher Weise quantitative Aussagen über die Ionenströme erhalten werden können.

Den großen Vorteilen eines Quadrupol-Massenfilters steht jedoch als Nachteil gegenüber, daß der Selektionsmechanismus (Stabilität bestimmter Ionenbahnen) sehr empfindlich gegen magnetische Störfelder ist. Da das Massenspektrometer nicht zu weit vom Plasma entfernt montiert werden soll, um zu lange Laufwege der Ionen zu vermeiden, muß es magnetisch abgeschirmt werden. Als Kriterium für die Güte der Abschirmung wurde das Restgasspektrum im Analysatorraum herangezogen, in dem keine durch das Magnetfeld verursachte Veränderung festgestellt werden kann.

Das Massensfilter kann durch eine Programmiereinheit gesteuert werden, die es erlaubt, selektiv verschiedene Massen anzuwählen. Dadurch ist es möglich, während einer Messung die Ionenströme der relevanten Massen sequentiell zu registrieren.

3.4.5. Teilchenregistrierung

Nachdem die Ionen das Massensfilter durchlaufen haben, wird der Ionenstrom mit einem 17-stufigen Cu-Be-SEV verstärkt. Der SEV ist unter einem Winkel von 90° zur Analysatorachse angebracht, um den Dunkelstrom zu reduzieren, der durch Pho-

tonen aus der Entladung hervorgerufen wird. Das verstärkte Ionenstromsignal wird entweder über einen Elektrometerverstärker mit einem Schreiber aufgezeichnet oder, bei niedrigen Ionenströmen in Impulstechnik über einen Impedanzwandler, Impulsverstärker und -former mit einem Vielkanalanalysator registriert.

3.5. Möglichkeiten der Massendiskriminierung

Um aus den gemessenen Ionenstromverhältnissen auf die relativen Ionendichten im Plasma schließen zu können, müssen die Massendiskriminierungseffekte und ihre quantitative Wirkung bekannt sein. Wünschenswert wäre es, wenn eine Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für jede Ionensorte bestimmt werden könnte, in der der Einfluß von Extraktion, Strahlführung, Massenanalyse und Teilchennachweis insgesamt berücksichtigt wird. Da eine solche Möglichkeit nicht besteht, sollen hier eventuell wirksame Effekte diskutiert und in ihrer Bedeutung abgeschätzt werden.

a) Ionenstrom auf die Extraktionsöffnung

Die nicht-metallische Effusionsdüse kann verglichen werden mit einer floatenden Sonde. Im magnetfeldfreien Plasma ist der Ionensättigungsstrom näherungsweise gegeben durch

$$j_i = \frac{1}{2} e n_i \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2}, \quad (3.14.)$$

wobei n_i die Ionendichte am plasmaseitigen Schichtrand ist. Auch bei Anwesenheit eines schwachen Magnetfeldes, so daß der Gyrationradius r_i der Ionen sehr viel größer als die Debye-Länge λ_D und der Sondenradius $d/2$ ist, scheint es erlaubt, Beziehung (3.14.) zu verwenden (C1). Tragen mehrere Ionensorten zum Ionenstrom bei, so läßt sich aus dem gemessenen Stromverhältnis die relative Ionendichte im Plasma zu

$$\frac{n_k}{n_1} = \frac{j_k}{j_1} \left(\frac{M_k}{M_1} \right)^{1/2} \quad (3.15.)$$

angeben. Zu einem ähnlichen Ergebnis gelangt Pahl (P2) bei der Behandlung des Diffusionsstroms zur Wand der positiven Säule. Voraussetzung für diese Beziehung ist jedoch, daß alle Ionensorten im Plasmavolumen gleich verteilt sind, so daß die Dichte einer Ionensorte am plasmaseitigen Schicht- rand repräsentativ für die Volumendichte ist. In der hier verwendeten Entladung wird das Plasma im wesentlichen in der Mitte des Entladungsgefäßes im Bereich der Einkoppels- spule erzeugt. Für jede Ionensorte stellt sich ein axiales Dichteprofil ein, das durch die dominierenden Vernichtungs- prozesse bestimmt ist. Nur bei einem reinen axialen Diffu- sionsverlust kann von einer Gleichverteilung der Ionensor- ten ausgegangen werden. Ansonsten müssen Rekombinationsver- luste im Volumen berücksichtigt werden.

Wir wollen beide Prozesse gegeneinander abschätzen. Unter der Annahme, daß die Effusionsstromdichte gleich der Wand- stromdichte ist und daß sämtliche Ladungsträger an der Wand rekombinieren, gehen pro Zeiteinheit

$$R_W = \frac{2j_i \cdot \pi \cdot R^2}{e} = \frac{8i(X^+)}{e} \left(\frac{R}{d} \right)^2 \quad (3.16.)$$

Ionen durch Wandverluste verloren. Die Ladungsträgerverluste im Volumen V belaufen sich auf

$$R_V = \alpha n_e n_i V$$

(Rekombinationskoeffizient α), so daß

$$\beta(X^+) = \frac{R_V}{R_W} = \frac{\pi e d^2 L}{8} \cdot \frac{\alpha n_e n_i}{i(X^+)} \quad (3.17.)$$

wird.

Die experimentellen Daten über Rekombinationskoeffizienten in Wasserstoff sind sehr widersprüchlich, zumal keine mas-

senspektrometrischen Messungen über die untersuchten Ionensorten vorliegen. H^+ kann über Strahlungs- und Dreierstoßprozesse rekombinieren, für die α theoretischen Rechnungen (B3) entnommen werden kann. Für unsere Versuchsbedingungen ist $\alpha < 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$. Für die molekularen Ionen können dissoziative Rekombination und Ionenrekombination dominieren. Aus Messungen am Afterglow, in denen möglicherweise H_3^+ -Ionen eine Rolle spielen, wird ein Maximalwert von $\alpha < 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ angegeben (B3). Dieser Wert scheint jedoch wegen der in unseren Entladungen vorliegenden Elektronentemperaturen zu hoch. Nimmt man für die dissoziative Rekombination eine Temperaturabhängigkeit gemäß $\alpha \sim T_e^{-3/2}$ an, so sollte für unsere Versuchsbedingungen sicher $\alpha < 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ sein. Mit typischen Experimentdaten ($d = 0,02 \text{ cm}$, $L = 60 \text{ cm}$, $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $n(H^+) = 0,9 n_e$, $n(H_2^+) = n(H_3^+) = 0,05 n_e$ und Ionenströmen von $i(H^+) \approx 10^{-6} \text{ A}$, $i(H_2^+) = i(H_3^+) \approx 10^{-7} \text{ A}$) wird

$$\beta(H^+) \approx 5 \cdot 10^{-3} \quad ; \quad \beta(H_2^+) \approx \beta(H_3^+) \approx 3 \cdot 10^{-1}.$$

Während für die H^+ -Ionen Volumenverluste vernachlässigbar sind, können sie für die molekularen Ionen merklich werden ($< 25\%$). Die Messungen sind somit mit dieser Unsicherheit behaftet.

b) Massendiskriminierung an der Extraktionsöffnung

Der nach (3.14.) auf die Extraktionsöffnung treffende Strom kann als proportional zu einem durch das Plasma bestimmten Leitwert L_p angesehen werden:

$$i \sim L_p(M)$$

$L_p(M)$ ist dabei umgekehrt proportional zu $M^{1/2}$. (Dieselbe Massenabhängigkeit ergibt sich auch, wenn der Wandstrom durch Diffusion bestimmt wird). Der Effusionsstrom wird außerdem durch den Strömungswiderstand der Extraktionsöffnung geschwächt. Im molekularen Bereich ist der gaskinetische Leitwert einer kreisförmigen Öffnung vom Durchmesser d gegeben durch

$$L_E = 2,86 \, d^2 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} , \quad (3.18.)$$

worin T die Temperatur des Gases mit der Masse M ist. Die Leitwerte können zusammengefaßt werden zu

$$L = L_E + L_P , \quad (3.19.)$$

in dem beide Komponenten dieselbe Massenabhängigkeit aufweisen. Somit findet aufgrund der Strömung durch die Extraktionsöffnung keine zusätzliche Massenseparation statt.

c) Ionenoptische Effekte an der Extraktionsdüse

Durch hohe Teilchendichten vor der Effusionsdüse oder durch einen zu großen Düsendurchmesser deformiert sich die Wand-schicht. Daraus resultiert ein elektrisches Linsenfeld, das zwar die Ionenstromverluste erhöhen kann, jedoch für Ionen mit gleicher Energieverteilung keine Massenseparation hervorruft. Denn die Abbildungseigenschaften ionenoptischer Systeme sind unabhängig vom Verhältnis e/m . Aus diesem Grunde ruft auch eine Strahlführung mit elektrischen oder magnetischen Linsen keine Massendiskriminierung hervor, vorausgesetzt, alle Ionen treten mit derselben Energie in das Linsenfeld.

d) Massenseparation durch Stöße im Ionenstrahl

Ionenentmischung aufgrund von Ionen-Neutral-Stößen im Analysatorraum sollte gering sein, auch wenn man berücksichtigt, daß mit den Ionen ein Gasstrahl durch die Extraktionsdüse tritt. In Anlehnung an (C2) berechnet sich das Ionenstromverhältnis im Abstand z von der Extraktionsöffnung zu

$$\frac{i_1(z)}{i_2(z)} = \frac{i_1(0)}{i_2(0)} \exp \left[-n_0 \frac{d}{2} \arctan \frac{2z}{d} (\sigma_1 - \sigma_2) \right] \quad (3.20.)$$

(n_0 ist die Neutralgasdichte im Plasma). Da die relevanten

Wirkungsquerschnitte (elastische Streuung, Ladungsaustausch) für die einzelnen Ionensorten in derselben Größenordnung ($\sigma \approx 10^{-15}$ bis 10^{-16} cm^2) liegen, wird der Fehler durch diesen Effekt sicher nicht mehr als 5% betragen.

e) Massendiskriminierung im Nachweissystem

Prinzipiell ist die Transmission des Quadrupol-Massenfilters abhängig von der Ionenmasse. Nach Angaben der Herstellerfirma (Balzers, Liechtenstein) spielt sie jedoch nur für Ionen mit stark unterschiedlichem e/m -Verhältnis eine wesentliche Rolle (Faktor 2 für $\Delta m = 100$), so daß sie für Wasserstoffionen vernachlässigt werden kann.

Problematisch ist die massenabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des SEV. Die vorliegende Literatur liefert sich widersprechende Angaben. Während nach (E1) die Verstärkung mit steigender Masse leicht zunehmen soll, wird in (R3) eine gegenläufige Massenabhängigkeit publiziert. In Ermangelung exakter Informationen wird die Nachweiswahrscheinlichkeit als massenunabhängig angenommen.

4. V Versuchsergebnisse und ihre Diskussion

4.1. Resonanzstruktur

In Anlehnung an frühere Messungen (S7, R1, O1), in denen Verschiebungen der unteren Hybridresonanz festgestellt wurden, werden diese Untersuchungen bei Neutralgasdrücken im Millitorr-Bereich durchgeführt. Das charakteristische Verhalten der Plasmameter und Meßgrößen ist der Fig. 4.1. zu entnehmen, in der die HF-Spannung U an der Einkoppelspule, die in das Plasma eingekoppelte Leistung P , die Elektronendichte n_e sowie der Plasmaleitwert $1/R_L$ gegen ω_o / ω aufgetragen sind. Im Gegensatz zu anderen Messungen (L1, L3, H3) wird die Spannung an der Einkoppelspule nicht konstant gehalten, um neben den meßtechnischen Vorteilen - kein manuelles Nachregulieren der Anodenspannung - einen stabileren Betrieb des Senders zu erzielen, der sich so weitgehend selbständig an die veränderten Lastbedingungen anpaßt. Die hieraus resultierende Frequenzverstimmung liegt unter 1% und deutet auf einen im wesentlichen konstanten Imaginärteil der Impedanz des Systems Spule - Plasma hin (L1).

Durch diese Meßmethode wird der Verlauf der Spannungs- und Leistungskurve verursacht: Die HF-Spannung zeigt in Resonanzen Minimalverhalten, während die Leistung über einen weiten Bereich relativ konstant bleibt. Somit wird die Struktur im Verlauf des Plasmaleitwerts

$$1 / R_L = \frac{P}{U^2} \quad (4.1.)$$

hauptsächlich durch die Form der Spannungskurve bestimmt.

Es treten zwei Resonanzstellen auf: Die eine ($\omega_o / \omega \approx 1,1$) ist der unteren Hybridresonanz zuzuordnen, während die zweite bei $\omega_o / \omega \approx 2$ durch eine geometrische Eigenresonanz hervorgerufen wird. Wir identifizieren das Maximum bei $\omega_o / \omega \approx 1,1$ als die untere Hybridresonanz, obwohl Stärke und Struk-

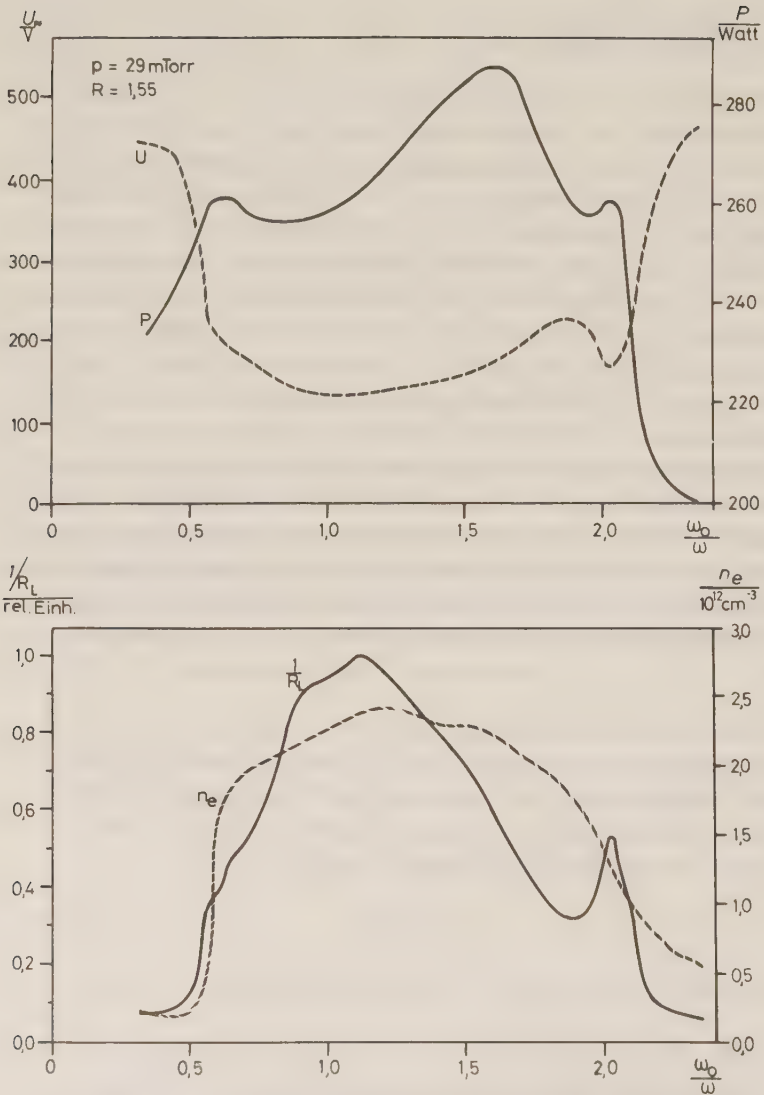


Fig. 4.1. Charakteristischer Verlauf von HF-Spannung, Leistung, Elektronendichte und Plasmaleitwert

tur der Absorption wohl von radialen Eigenmoden hervorgerufen wird. Da diese Moden jedoch nur in der Umgebung einer intrinsic-Resonanz auftreten können, behalten wir - auch zur Unterscheidung von anderen geometrischen Resonanzen - die Bezeichnung "untere Hybridresonanz" bei.

Während die HF-Spannung an denselben Stellen Minima zeigt wie der Lastwiderstand R_L , durchläuft die Leistungskurve in der Resonanz selbst ein schwaches Minimum und wird auf den Flügeln maximal. Dieses Verhalten der eingekoppelten Leistung deutet auf eine leichte Fehlanpassung des Senders hin. Eine günstigere Anpassung konnte nicht erzielt werden, da der Innenwiderstand des Oszillators im wesentlichen durch den Widerstand der verwendeten Triode bestimmt wird. Jedoch ist die Güte der Anpassung zur Untersuchung des Resonanzverhaltens unerheblich, da angebotene HF-Spannung und eingekoppelte Leistung gleichzeitig gemessen werden und den Plasmalastwiderstand bestimmen.

In der geometrischen Resonanz durchläuft die Leistungskurve abermals ein schwaches Maximum, was teilweise zu einem Sattel entarten kann. Demgegenüber steigt die Elektronendichte von beiden Seiten zur unteren Hybridresonanz hin monoton an, eine Strukturierung in der geometrischen Resonanz ist in diesem Fall nicht erkennbar.

4.2. Resonanzverschiebung

Nach den Darlegungen in Kap.2. können Verschiebungen der unteren Hybridresonanz durch folgende Prozesse hervorgerufen werden:

- a) Verschiebung zu $\omega_o / \omega > 1$ durch niedrige Elektronendichte, durch einen vermehrten Anteil an molekularen Ionen im Plasma und durch geometrische Eigenmoden.
- b) Verschiebung zu $\omega_o / \omega < 1$ durch eine Anreicherung des $k_{||}$ -Spektrums mit höheren Moden bzw. durch eine schräge Wellenausbreitung.

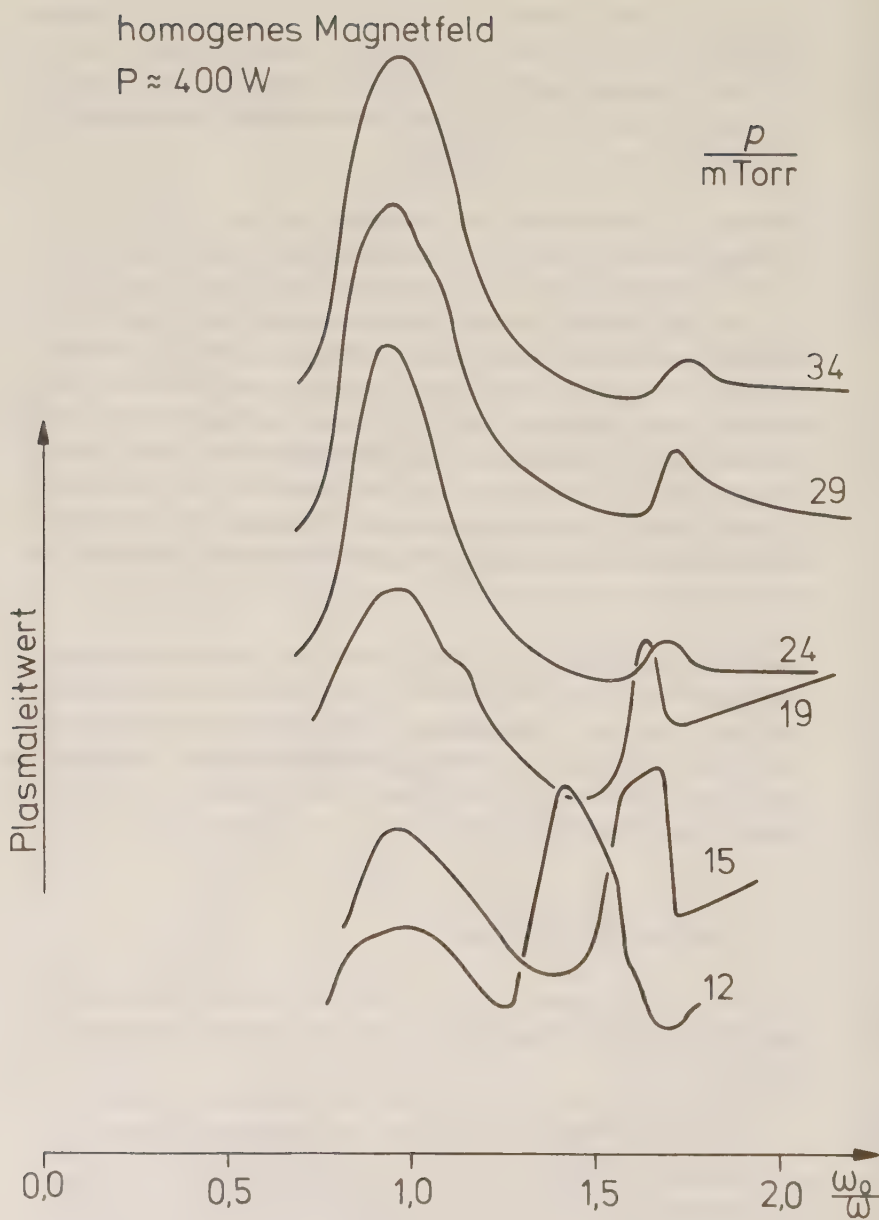


Fig. 4.2. Resonanzverhalten des Plasmas im homogenen Magnetfeld

Die ersten Messungen liefern jedoch das zunächst überraschende Ergebnis, daß in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck praktisch keine Resonanzverschiebung auftritt. - Wir beschränken uns bei der folgenden Diskussion zunächst auf die Absorptionsstelle bei der unteren Hybridresonanz. - Auch eine stärkere oder schwächere Leistungseinkopplung ändert nichts an diesem Sachverhalt. Fig. 4.2. zeigt Resonanzmessungen bei einer eingekoppelten Leistung $P \approx 400 \text{ W}$. Aufgetragen ist für verschiedene Neutralgasdrucke der Plasmaleitwert $1/R_L$ gegen ω_0 / ω , wobei die Kurven in Ordinateurichtung gegeneinander versetzt sind. Die untere Hybridresonanz findet sich stets ein wenig unterhalb von $\omega_0 / \omega = 1$ bei etwa $B \approx 390 \text{ Gauss}$. Die Resonanzen sind relativ schmal und wenig strukturiert. Das Charakteristische der Versuchsbedingungen, in denen keine Resonanzverschiebung auftritt, ist die homogene Magnetfeldkonfiguration.

Demgegenüber können Resonanzverschiebungen in Plasmen nachgewiesen werden, die sich in einer flaschenförmigen Magnetfeldkonfiguration befinden. Die Welleneinkopplung erfolgt bei sämtlichen Experimenten im Minimum des Spiegelfeldes, so daß für die Wellen in axialer Richtung magnetische Symmetrie vorliegt. Messungen bei einem Spiegelverhältnis von $R = B_{\max} / B_{\min} = 1,55$ sind in Fig. 4.3. für eingekoppelte Leistungen P von etwa 280 Watt dargestellt. Die Skalierung der ω_0 / ω -Skala ist auf das minimale B-Feld im Bereich der Senderspule bezogen. Man erkennt, daß hier Verschiebungen der Resonanzfeldstärken von $\omega_0 / \omega \approx 0,78$ (entsprechend $B \approx 320 \text{ Gauss}$) bei niedrigem Druck $p = 5 \text{ mTorr}$ bis zu $\omega_0 / \omega \approx 1,28$ (entsprechend $B \approx 520 \text{ Gauss}$) bei $p = 68 \text{ mTorr}$ auftreten. Die Resonanzstellen wandern somit nicht in eindeutiger Weise von $\omega_0 / \omega = 1$ weg in eine Richtung, sondern variieren um diese Stelle.

Da keiner der oben angeführten Prozesse eine Verschiebung sowohl zu kleineren als auch zu größeren Magnetfeldern erklärt, müssen mehrere Mechanismen gleichzeitig in Betracht gezogen werden.

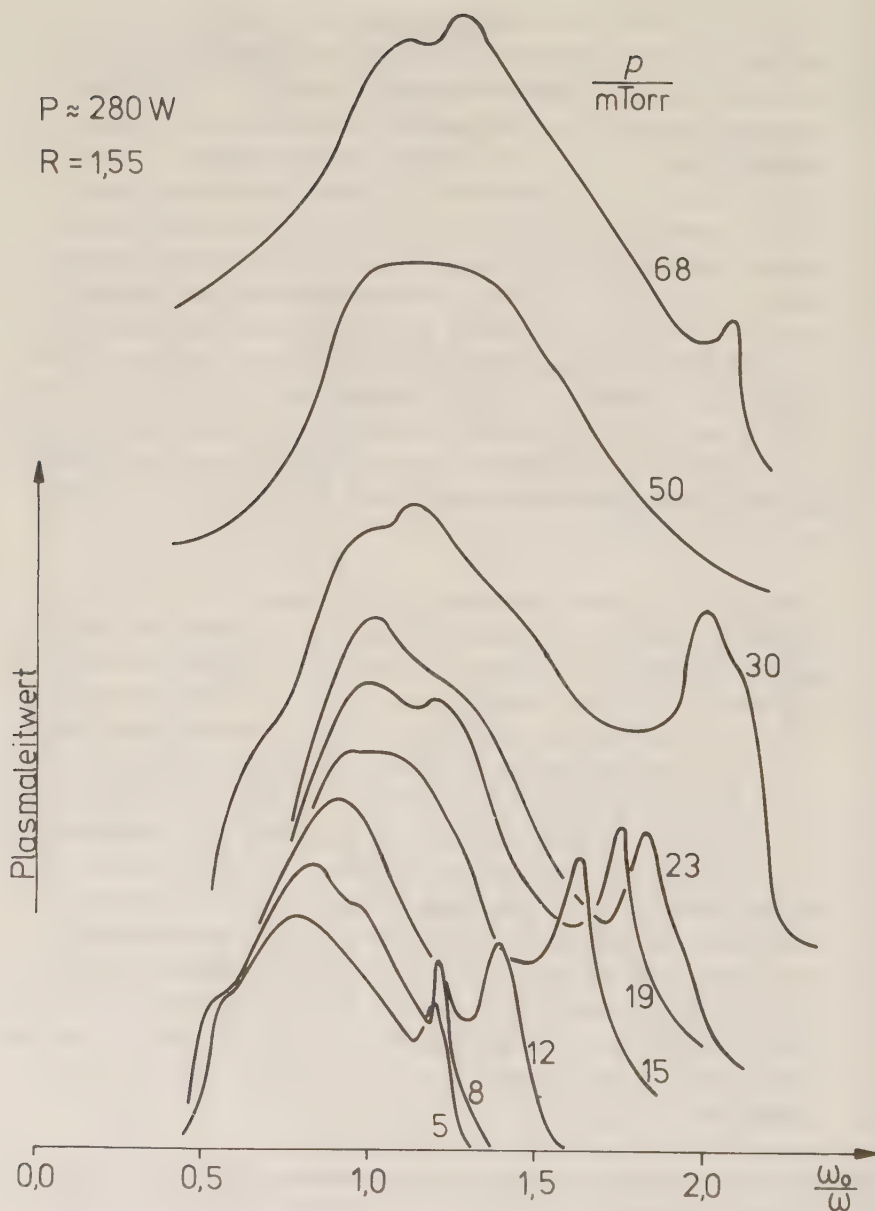


Fig. 4.3. Druckverschiebung der unteren Hybridresonanz im magnetischen Spiegelfeld

4.2.1. Resonanzverschiebung zu höheren Magnetfeldern

1. Abhängigkeit der Resonanzlage von der Elektronendichte

Eine Verschiebung der Resonanzfeldstärke mit dem Neutralgasdruck zu Werten von $\omega_o / \omega > 1$ aufgrund der Elektronendichteabhängigkeit der Resonanz nach Gleichung (2.20.) kann ausgeschlossen werden, da selbst bei den niedrigsten gemessenen Dichten von $n_c \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ die Bedingung $\omega_p^2 \gg \omega_e^2$ in guter Näherung erfüllt ist ($\omega_p^2 > 0,05 \omega_e^2$). Die untere Hybridresonanz sollte auch in diesem Fall etwa bei dem geometrischen Mittel aus den Zyklotronfrequenzen auftreten. Dies wird auch durch die Messungen im homogenen Magnetfeld bestätigt.

2. Massenspektrometrische Untersuchungen

Zur Erklärung der Verschiebung der Resonanzlage zu $\omega_o / \omega > 1$ bietet sich eine Anreicherung des Plasmas mit molekularen Wasserstoff-Ionen an. Die Fig. 4.4. zeigt Ergebnisse der massenspektrometrischen Messungen an Plasmen im homogenen und spiegelförmigen Magnetfeld. Nachgewiesen werden die Ionensorten H^+ , H_2^+ nach H_3^+ sowie als Verunreinigung geringe Mengen von Wasser, deren Anteil jedoch wenigstens um eine Größenordnung unter der H_3^+ -Ionenkonzentration liegt.

Während die Messungen im homogenen Magnetfeld wohl ein verlässliches Ergebnis über die Ionenzusammensetzung im Plasma widergeben, muß bei den Untersuchungen im Spiegelfeld berücksichtigt werden, daß eine Ionenextraktion, bei der sich die Extraktionsöffnung im Spiegelpunkt befand, nicht möglich war. In diesen Fällen wurde stets - offensichtlich aufgrund der hohen lokalen Energiedichte - nach kurzer Brenndauer des Plasmas die Oberfläche des Entladungsgefäßes zerstört, so daß kein sauberes Wasserstoffplasma gezündet werden konnte. Deshalb wurden die Ionen hinter dem Spiegel extrahiert. So sind evtl. Abweichungen von der gemessenen Ionenzusammensetzung möglich, die aus unterschiedlicher Aufenthaltsdauer

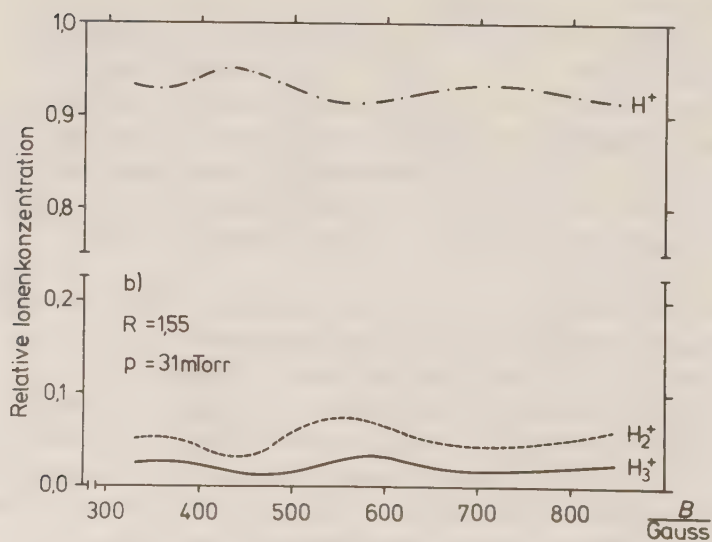
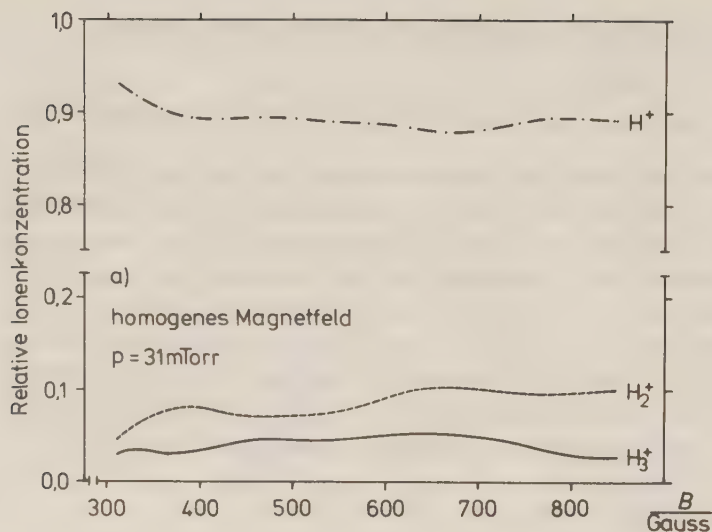


Fig. 4.4. Ionenzusammensetzung des Plasmas in der Umgebung der unteren Hybridresonanz
a) Plasma im homogenen Magnetfeld
b) Plasma im magnetischen Spiegelfeld

der einzelnen Ionenarten in der magnetischen Flasche her-
rühren können. Ein Vergleich von Gyrationfrequenz der
Ionen mit der Ionen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz zeigt je-
doch, daß die Einschlußbedingungen sehr schlecht sind
($\omega_i / \nu \approx \text{einige } 10^{-3}$). Aus diesem Grunde sollte der Massen-
trennungseffekt klein bleiben.

In den Plasmen sowohl im homogenen Feld als auch im Spiegel-
feld dominiert mit 90% und mehr der Anteil der H^+ -Ionen
eindeutig über den der molekularen Ionen. Dieses Ergebnis
rechtfertigt im nachhinein die Annahme eines reinen H^+ -Ionen-
Plasmas in früheren experimentellen und theoretischen Arbei-
ten. Eine signifikante Änderung der Ionenzusammensetzung
aufgrund von Resonanzen im Plasma ist nicht zu beobachten.
Ebensowenig kann eine Druckabhängigkeit der Ionenzusammen-
setzung weder im homogenen noch im Spiegelfeld festgestellt
werden, wie Fig. 4.5. verdeutlicht.

Geringe Unterschiede ergeben sich jedoch zwischen den bei-
den Magnetfeldkonfigurationen. Der Anteil an molekularen
Ionen scheint in der Spiegelanordnung eher noch weiter ver-
mindert (s. Tab. 1).

Tab. 1

	homogenes Feld	Spiegelfeld
H^+	0,879	0,932
H_2^+	0,089	0,049
H_3^+	0,032	0,019
M_{eff} / M_{H^+}	1,070	1,039
$(\omega_o / \omega)_{\text{Res.}}$	1,035	1,019
$B_{\text{Res.}} / \text{Gauss}$	427	421

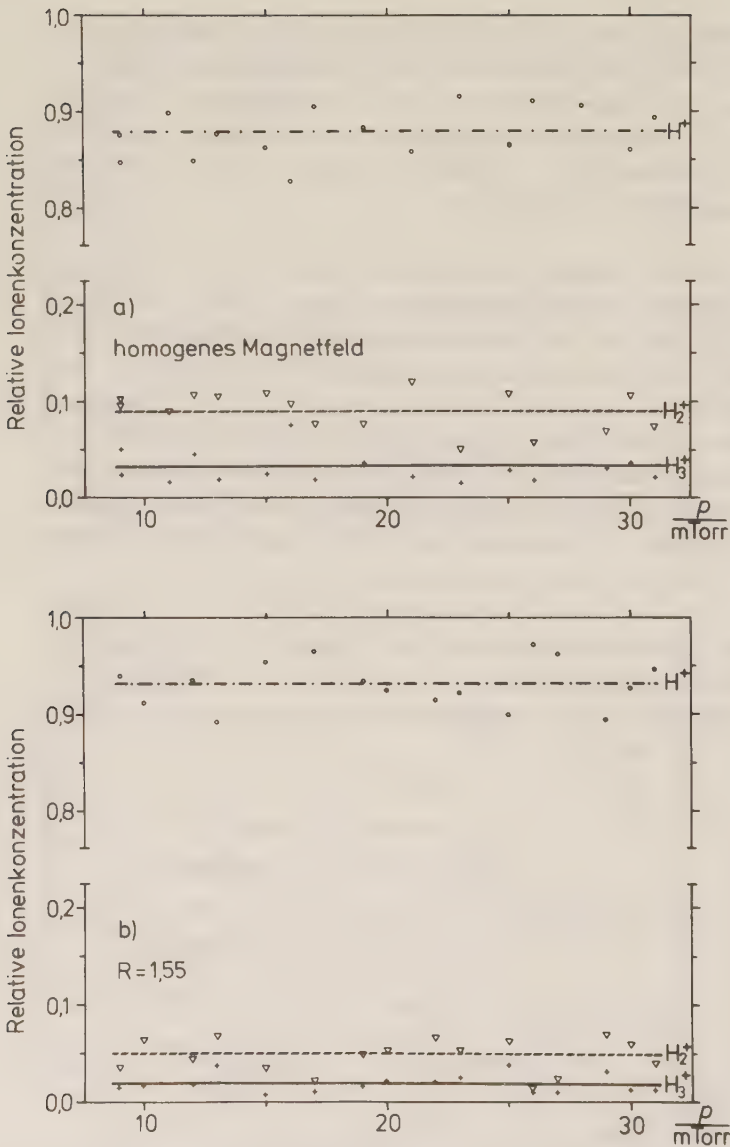
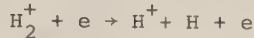


Fig. 4.5. Druckabhängigkeit der Ionenzusammensetzung im homogenen (a) und spiegelförmigen (b) Magnetfeld

Dieser Effekt läßt sich vielleicht durch den Magnetfeldeinschluß erklären, so daß durch Stöße der H_2^+ -Ionen mit Elektronen



die H_2^+ -Ionenkonzentration vermindert wird. Da außerdem die H_3^+ -Ionen ebenfalls durch Stöße von H_2^+ gebildet werden können ($H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$), wäre somit auch der niedrigere Anteil an H_3^+ -Ionen erklärbar.

Aufgrund dieser Meßergebnisse sollte die Resonanz sowohl im homogenen als auch im Spiegelfeld nur unwesentlich zu höheren Magnetfeldern verschoben sein, insbesondere läßt sich eine Druckabhängigkeit der Resonanzlage nicht auf eine Anreicherung des Plasmas mit Molekülionen zurückführen. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den, allerdings nur qualitativ beobachteten Resultaten in (R1).

3. Verschiebung durch radiale Eigenmoden

Als Erklärungsmöglichkeit für die Resonanzverschiebung zu $\omega_0 / \omega > 1$ bleibt noch der Einfluß der radialen Eigenmoden auf die Absorptionsstruktur offen. Aus Fig. 4.3. ist zu entnehmen, daß mit steigendem Druck die Resonanzkurven breiter und in der Nähe des Maximums strukturiert werden, während der Anstieg auf dem hochfrequenten Flügel monoton und ziemlich steil verläuft. Dieses Verhalten ist auf das Auftreten von radialen Eigenmoden zurückzuführen: Unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen - hohe Stoßfrequenzen, Gefäßlänge ist etwa gleich der kritischen Länge L_c - bilden sich nur auf dem niederfrequenten Flügel der intrinsic-Resonanz geometrische Resonanzen aus, die zwar im einzelnen nicht aufgelöst werden, sondern nur noch in Andeutungen erkennbar sind und zur Strukturierung der Absorptionskurve führen. Gleichzeitig bewirken sie eine Anhebung des Flügels und eine scheinbare, allerdings einseitige Verbreiterung der Kurve. Der Schwerpunkt der Resonanzkurve verschiebt sich und täuscht

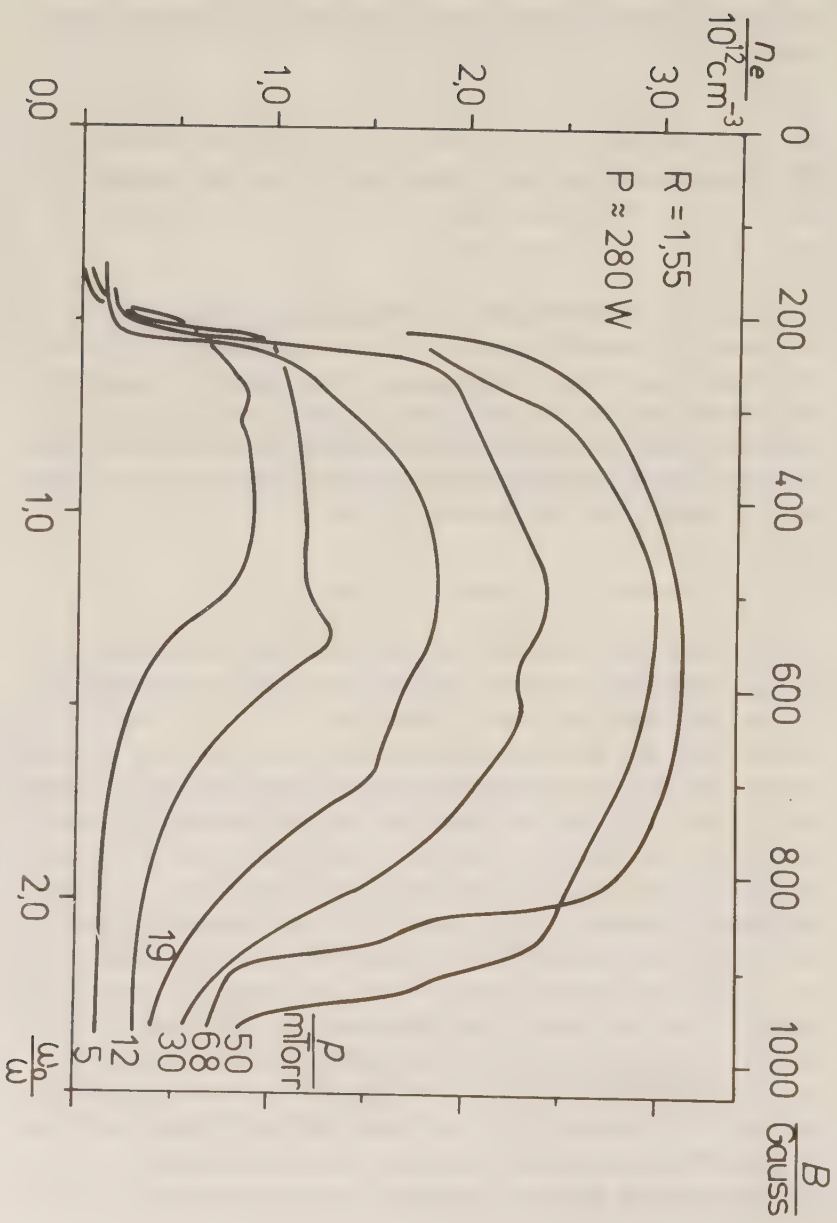


Fig. 4.6. Druckabhängigkeit des Elektronendichteverlaufs

somit eine Verschiebung der Resonanzlage vor. Es verschiebt sich also nicht die Lage der unteren Hybridresonanz, sondern nur die Stelle maximaler Absorption, die jedoch wesentlich von geometrischen Eigenresonanzen bestimmt wird. Dieses Absorptionsverhalten kann im homogenen Magnetfeld nicht nachgewiesen werden.

Anhand des Verlaufs der Elektronendichte in diesen Messungen wird der Sachverhalt noch verdeutlicht (Fig. 4.6.). Mit wachsendem Druck steigt die Elektronendichte und somit auch der Brechungsindex, der sich näherungsweise ($\omega_p^2 \gg \omega_e^2$) zu

$$N^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 (1 + i\gamma)} \quad (4.2.)$$

ergibt. Die Wellenlänge im Plasma $\lambda_p = \lambda_0 / N$ verkürzt sich mit der Wurzel aus der Dichte, so daß bei einer Erhöhung der Elektronendichte um einen Faktor 4, wie sie in diesen Experimenten gemessen wird, im Idealfall eine weitere radiale Eigenmode möglich wird.

Jedoch nicht allein der Absolutwert der Elektronendichte, sondern auch der Verlauf in Abhängigkeit von ω_0 / ω beeinflusst die Ausbildung von geometrischen Resonanzen. Während bei niedrigem Druck die maximale Dichte nur in einem geringen Magnetfeldbereich erreicht wird, dehnt sich dieser Bereich bei höherem Druck weiter zu größeren Magnetfeldstärken aus. Der Bereich, in dem radiale Eigenmoden auftreten, wird größer und verschiebt sich zu größeren Werten von ω_0 / ω . Beide Effekte zusammen beeinflussen das Absorptionsverhalten und die Form der Resonanzkurve stärker bei höherem Neutralgasdruck, so daß hier der niederfrequente Flügel kräftiger gehoben und die Kurve verbreitert wird.

Im hohen Druckbereich gelangt die Elektronendichte in eine Art Sättigung; eine weitere Drucksteigerung erhöht die Elektronendichte nur noch unwesentlich, so daß die Magnetfeldstärke, bei der die geometrische Resonanz auftritt, ziemlich

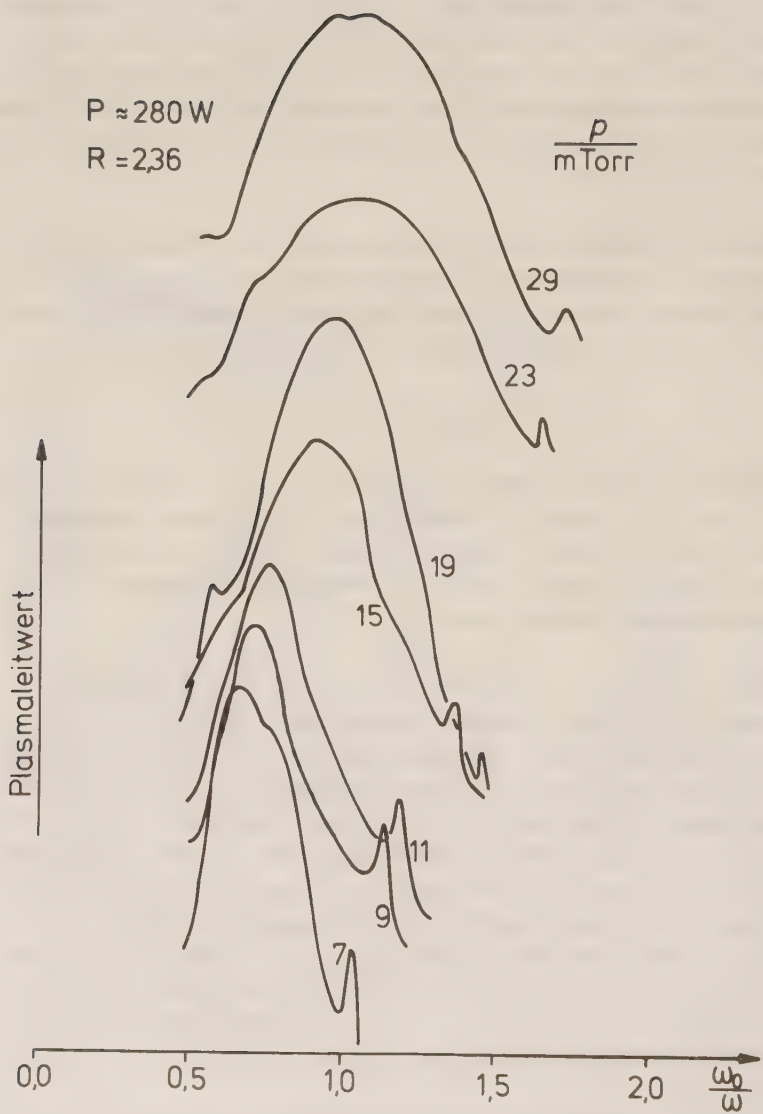


Fig. 4.7. Resonanzverschiebung bei erhöhtem Spiegelverhältnis

konstant bleibt. Somit ändert sich auch die Absorptionskurve nur noch unwesentlich, und die scheinbare Verschiebung der Resonanz kommt zum Stillstand.

4.2.2. Resonanzverschiebung zu niedrigeren Magnetfeldern

Während die Verschiebung der Resonanzfeldstärke zu $\omega_0/\omega > 1$ nicht primär durch die Magnetfeldform zu erklären ist, wird die magnetische Spiegelkonfiguration jedoch für die Resonanzverschiebung zu $\omega_0/\omega < 1$ bedeutend. Messungen bei erhöhtem Spiegelverhältnis von $R = 2,36$ zeigen (Fig. 4.7.), daß bei sonst gleichen Parametern durch die veränderte Magnetfeldkonfiguration eine stärkere Resonanzverschiebung hervorgerufen wird. Es ist somit die Wirkung des flaschenförmigen Magnetfeldes auf die Resonanzlage zu untersuchen.

1. Einfluß der Magnetfeldskalierung

Da die Skalierung der ω_0/ω -Achse auf das minimale Magnetfeld im Bereich der Senderspule bezogen wird, kann durch eine Welleneinkopplung in Gebiete außerhalb der Spule, in denen die Feldstärke höher liegt, eine Fehlskalierung auftreten. Dies würde dazu führen, daß die Resonanzbedingung erst bei scheinbar niedrigerer Magnetfeldstärke aufträte. Mit diesem Mechanismus ließe sich zwar eine systematische Verschiebung der Resonanzstelle zu höheren Frequenzen erklären, jedoch kein Gang mit dem Neutralgasdruck. Allenfalls wäre es denkbar, daß in Abhängigkeit vom Druck ein mehr oder minder großer Anteil der Wellenenergie in den äußeren Bereichen dissipiert wird. Aber selbst dies würde nur eine einseitige Verbreiterung der Resonanzkurve mit einer Anhebung des hochfrequenten Flügels (kleineres ω_0/ω) bewirken. Jedoch sollte auch bei $\omega_0/\omega \approx 1$ starke Absorption auftreten. Bei niedrigem Druck findet sich jedoch an dieser Stelle ein Minimum.

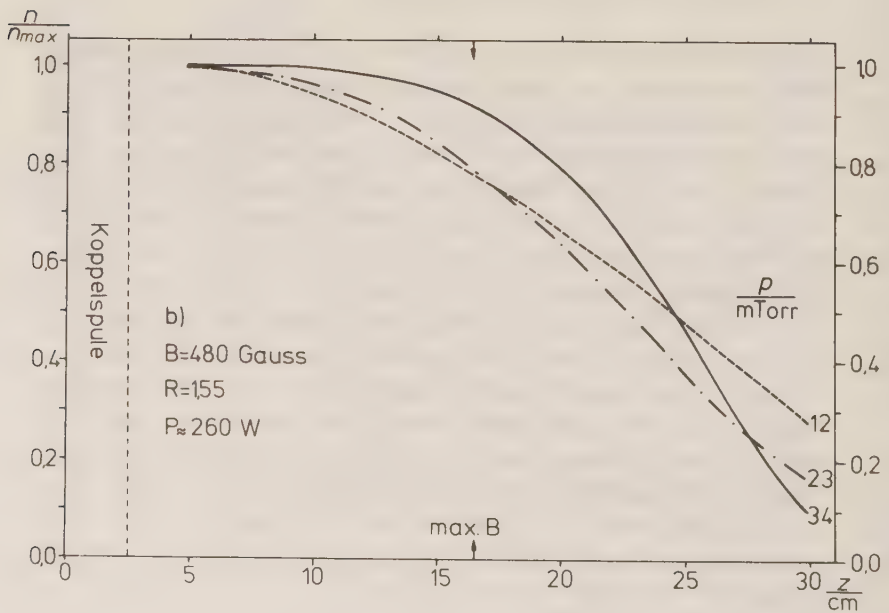
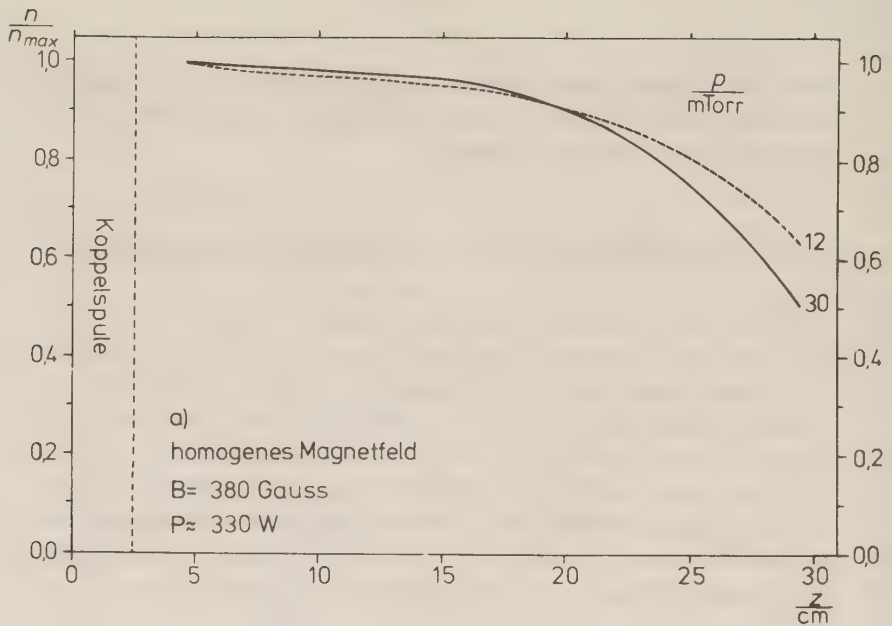


Fig. 4.8. Druckabhängigkeit des axialen Elektronendichte-
profils im homogenen (a) und spiegelförmigen (b)

2. Modifikation des $k_{||}$ -Spektrums

Eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigerem Magnetfeld wird nach Kap. 2.5. von dem Modell eines endlichen Plasmas beschrieben, wenn im $k_{||}$ -Spektrum die höheren Moden ein stärkeres Gewicht erhalten. Das kann wegen $k_{||} \sim \frac{1}{L}$ durch eine Verkürzung der "wirksamen" Plasmalänge hervorgerufen werden.

Messungen des axialen Elektronendichteprofiles mit einem fahrbaren Interferometer (Fig. 4.8.) zeigen nun deutliche Unterschiede im Dichteverlauf zwischen den Entladungen im homogenen und flaschenförmigen Magnetfeld. Aufgetragen ist in beiden Diagrammen die normierte Elektronendichte gegen den Abstand von der Mitte der Entladung bei verschiedenen Drucken. Im homogenen Feld bleibt die Dichte im mittleren Entladungsbereich relativ konstant, erst in den äußeren Zonen fällt sie ab. Eine signifikante Änderung in der Mitte mit dem Druck ist nicht festzustellen, insbesondere bleibt das Gebiet etwa konstanter Dichte unabhängig vom Druck gleich lang. Demgegenüber wird durch die Spiegelwirkung im Flaschenfeld die relative Dichte in der Gefäßmitte angehoben, so daß sich ein deutlich inhomogenes Dichteprofil mit höherem Druck einstellt. Bei niedrigem Druck fällt die Elektronendichte insgesamt zwar nicht so stark ab - aufgrund der erhöhten axialen Diffusion - jedoch beginnt der Abfall näher zur Rohrmitte hin. Mit steigendem Druck wird die Länge des homogenen Plasmabereiches größer.

Aus diesem Dichteverhalten heraus läßt sich das Resonanzverhalten sowohl im homogenen als auch im inhomogenen Magnetfeld verstehen. Als Maß für die relevante Plasmalänge ist das Gebiet konstanter Elektronendichte anzusehen, d.h. das Gebiet, in dem der Brechungsindex sich in z-Richtung nicht mit der Dichte ändert. Durch diese Länge wird das Spektrum der $k_{||}$ -Komponenten bestimmt ($k_{||} = \frac{m \pi}{L}$). Im homogenen Feld ist diese Länge vom Druck unabhängig, so daß stets mit dem-

selben Spektrum zu rechnen ist. Im Spiegelfeld begünstigt ein hoher Druck, d.h. eine kleinere effektive Länge, die höheren $k_{||}$ -Moden. Demgemäß schiebt die in 2.5. mit k_{12} bezeichnete Lösung der Dispersionsgleichung (2.35.) ihr Maximum zu kleinerem ω_o / ω , woraus auch eine Verschiebung des Absorptionsmaximums resultiert. Ein Vergleich mit dem theoretischen Modell eines vorgegebenen $k_{||}$ -Spektrums (S4) bestätigt dieses Resonanzverhalten. Der Druckeffekt wird durch eine Verkürzung der Plasmalänge simuliert, wobei jedoch wegen der Unsicherheit in der Wahl der Länge lediglich tendenzmäßige Übereinstimmung zu erwarten ist (Tab. 2).

Tab. 2

$\frac{p}{\text{mTorr}}$	$\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)_{\text{Res.}}$ nach Fig.4.3.	ange- nommene Länge L	$\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)_{\text{theor.}}$	ange- nommene Länge L	$\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)_{\text{theor.}}$
30	1,03	60	1,11	40	1,09
23	1,02	57	1,08	37	1,05
19	1,00	54	1,07	34	1,04
15	0,96	51	0,99	31	0,94
12	0,94	48	0,91	28	0,89
9	0,86	45	(0,73)	25	0,84

3. Schräge Wellenausbreitung

Die Resonanzverschiebungen zu kleinen ω_o / ω lassen sich auch aus dem Bild der schrägen Wellenausbreitung verstehen. Abweichungen von der Resonanzlage bei $\omega_o / \omega = 1$ werden möglich, wenn der Dichtegradient nicht exakt senkrecht zu den Magnetfeldlinien steht (vgl. Kap. 2.4.). Betrachten wir wieder den Bereich in der Mitte der Entladung. Während der axiale Dich-

tegradient $(1/n) \cdot (\Delta n / \Delta z)$ im homogenen Feld praktisch druckunabhängig ist, nimmt er im Spiegelfeld mit sinkendem Druck zu. Die axiale Komponente des totalen Gradienten

$$\underline{\nabla} n = \underline{\nabla}_r n + \underline{\nabla}_z n$$

wird größer, woraus, bei gleichem radialen Anteil, eine Drehung der Gradientenrichtung bzgl. der druckunabhängigen Magnetfeldrichtung folgt. Gradient und Magnetfeld bilden nicht mehr genau einen Winkel von 90° .

Außerdem liegen aus (K1) Hinweise dafür vor, daß bei niedrigem Druck die radiale Komponente des Gradienten abnimmt, wodurch eine Drehung des Gesamtgradienten in dieselbe Richtung wie durch einen stärkeren axialen Gradienten hervorgerufen wird. Die Messungen im homogenen Magnetfeld zeigen jedoch, daß eine Verschiebung allein durch eine Änderung der radialen Komponente nicht erklärt werden kann. Für die Resonanzverschiebung muß der Beitrag eines axialen Dichtegradienten entscheidend berücksichtigt werden.

Die gemessenen Resonanzverschiebungen fordern Abweichungen der Gradientenrichtung um etwa 1° von der Senkrechten, d.h.

$$\frac{\frac{1}{n} \nabla_z n}{\frac{1}{n} \nabla_r n} \approx 10^{-2}$$

Eine kurze Abschätzung zeigt, daß diese Winkel nach den Messungen durchaus möglich sind. In dieser Arbeit werden axiale Gradienten in der Nähe der Einkoppelspule von einigen 10^{-3} cm^{-3} gemessen. Mit den in (K1) angegebenen Gradienten von etwa $0,5 \text{ cm}^{-3}$ können solche Winkel größenordnungsmäßig erreicht werden.

Eine Entscheidung darüber, ob dieses Bild einer schrägen Wellenausbreitung oder eines vorgegebenen reellen $k_{||}$ -Spektrums für die Beschreibung der Welleneinkopplung relevanter

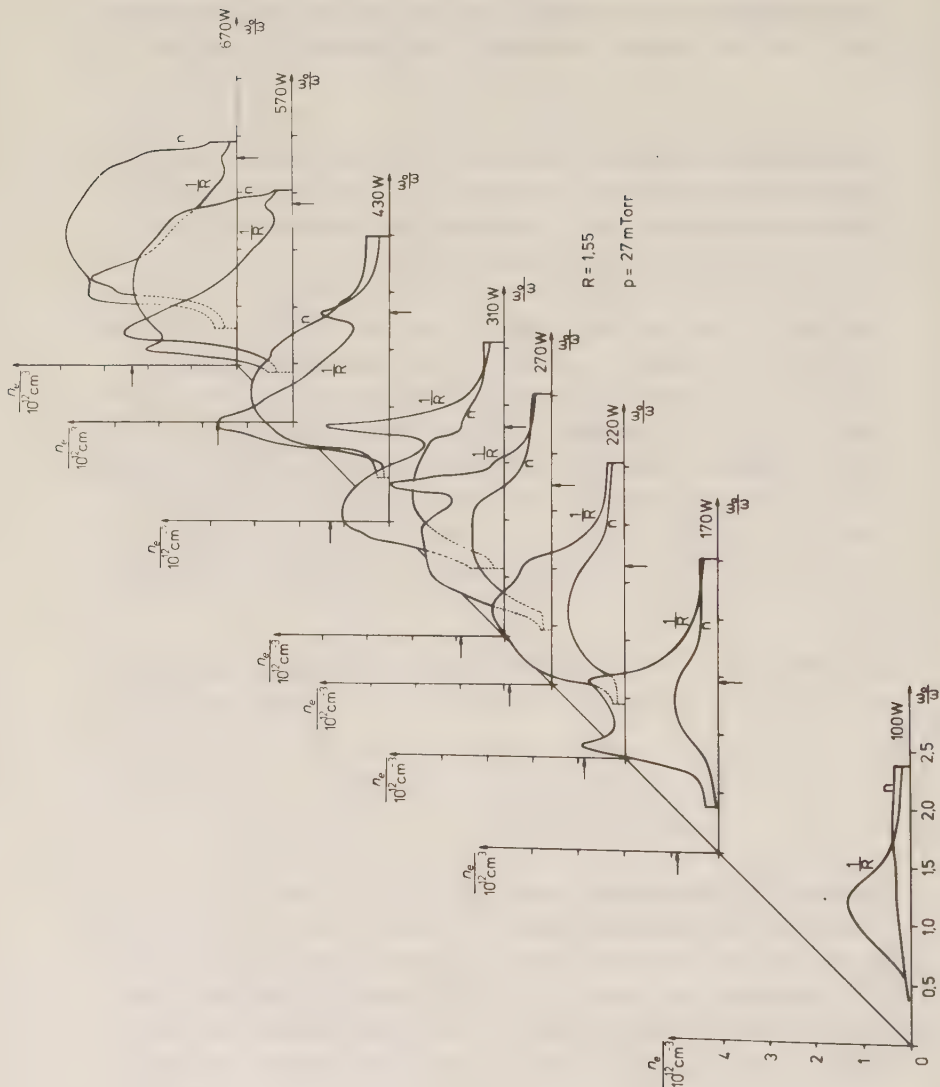


Fig. 4.9. Plasmaleitwert und Elektronendichte bei verschiedenen eingekoppelten Leistungen

ist, kann nicht getroffen werden, da unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen beide Kriterien aus Kap. 2.5. erfüllt sind. Beide Modelle beschreiben die Resonanzverschiebung zu kleinerem Magnetfeld durchaus befriedigend. Das hier untersuchte Plasma wird weder allein durch die Randbedingungen noch allein durch die Struktur des Plasmavolumens bestimmt. Beides muß in der Beschreibung des Plasmas gleichermaßen berücksichtigt werden. Da die hier vorliegende Fragestellung der Resonanzverschiebung außerdem nur die Ausbreitung der Welle betrachtet, sind gravierende Unterschiede in beiden Bildern nicht zu erwarten. Insgesamt wird man eine grobe adäquate Beschreibung erwarten können, wenn in den Rechnungen eine kürzere Länge eingeführt wird als die wirkliche Plasmalänge, um mit dieser Längenreduktion den zusätzlichen Effekten durch die Inhomogenitäten (besonders in axialer Richtung) Rechnung zu tragen.

4.2.3. Resonanzverschiebung in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung

Die Lage der unteren Hybridresonanz hängt neben dem Neutralgasdruck auch von der in das Plasma eingekoppelten Leistung ab. Fig. 4.9. zeigt in dreidimensionaler Darstellung Resonanzkurven, die bei einem Druck von 27 m Torr und verschiedenen Leistungen erhalten wurden. Zu jeder Leitwertkurve ist der Verlauf der Elektronendichte in Abhängigkeit von ω_0 / ω dargestellt. Mit stärkerer Leistungseinkopplung verschiebt sich die Lage der unteren Hybridresonanz zu kleineren Magnetfeldern. Ebenso wie die Druckverschiebung ist auch die Leistungsabhängigkeit durch eine Änderung des axialen Elektronendichteprofiles hervorgerufen. In Fig. 4.10. ist der Verlauf der Elektronendichte für verschiedene Leistungen

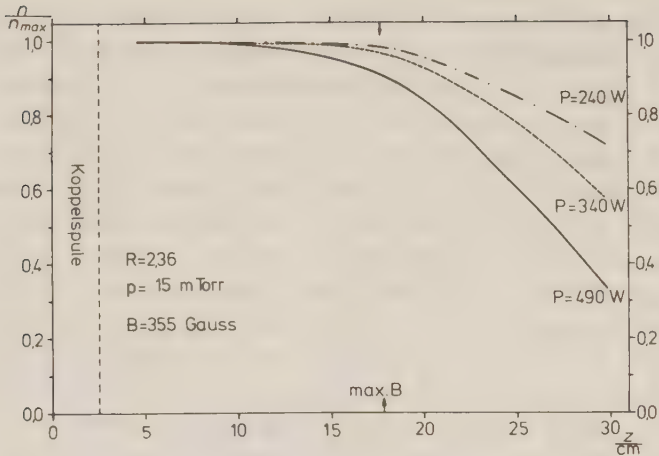


Fig. 4.10. Leistungsabhängigkeit des axialen Elektronendichteprofiles im Spiegelfeld

dargestellt. Die Veränderung des Profils mit der Leistung ist ganz analog zum Druckverhalten. Da das Plasma vornehmlich unter der Senderspule erzeugt wird, wird die Dichte hier gegenüber den äußeren Zonen erhöht, so daß sie bei stärkerer Leistungseinkopplung relativ eher abfällt. Dadurch wird der homogene Dichtebereich in der Gefäßmitte kleiner und die relevante Plasmalänge verkürzt.

4.3. Radiale Eigenmoden

Nachdem bisher das Verhalten des Absorptionsmaximums bei der unteren Hybridresonanz diskutiert worden ist, sollen im folgenden die außerdem beobachtbaren Resonanzstellen betrachtet werden. In fast allen Messungen läßt sich auf der niederfrequenten Seite der unteren Hybridresonanz eine zweite Resonanzstruktur feststellen. Dieses Maximum ordnen wir der radialen Grundmode zu. Eine Analyse sämtlicher Messungen

zeigt, daß ihr Auftreten eng an das Verhalten der Elektronendichte geknüpft ist. (In Fig. 4.9. ist dies durch Pfeile markiert). Wird nur geringe Leistung in das Plasma eingekoppelt, so daß auch die Elektronendichte klein bleibt, so kann sich keine zusätzliche Resonanz ausbilden. Sie verschiebt sich mit steigender Leistung und steigendem Druck (vgl. Fig. 4.3. und 4.6.) zu höherem Magnetfeld, jedoch ist bei nicht zu großen Leistungen mit der Maximumslage stets eine Elektronendichte von $(0,9 - 1,1) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ korreliert. Zur Erklärung dieses Effekts führt eine einfache Analyse des Brechungsindex (4.2.) nicht zum Erfolg. Denn aus der Forderung, daß die Wellenlänge gerade auf Gefäßdimensionen reduziert wird, d.h. $N = \text{const.}$, folgt eine eindeutige Beziehung zwischen Resonanzstelle ω_0 / ω und Elektronendichte n :

$$\left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)_{\text{Res.}} = \frac{\omega^2 p}{N^2 \omega^2} + 1 . \quad (4.3.)$$

Hiernach sollte sich die Resonanz nur dann zu größerem ω_0 / ω verschieben, wenn die Elektronendichte steigt. Dieser Gleichung liegt jedoch eine über dem gesamten Magnetfeldbereich konstante Elektronendichte zugrunde, was bei den Messungen nicht vorliegt. Diese Beziehung kann lediglich Hinweise für die Verschiebungsrichtung liefern.

Da zudem die Absorption von einem gesamten $k_{||}$ -Spektrum bestimmt wird, dessen Komponenten jeweils ein separater Brechungsindex zuzuordnen ist, genügt es nicht, nur einen einzigen Brechungsindex zu berücksichtigen. Berechnungen der Absorptionsstruktur unter Berücksichtigung des gemessenen Elektronendichteverlaufs und mehrerer $k_{||}$ -Komponenten liefern befriedigende Übereinstimmung in der Lage der geometrischen Resonanz (Tab. 3):

Tab. 3.

Leistung / W	170	220	270	310	430
Gemessene Resonanzlage nach Fig.4.9. $\frac{\omega_0}{\omega}$	1,46	1,65	1,75	1,84	1,81
Berechnete Resonanzlage $\frac{\omega_0}{\omega}$	1,38	1,57	1,64	1,81	1,93

Aufgrund der Nichtlinearität des Experiments - Plasmaerzeugung und Welleneinkopplung erfolgen durch dasselbe Sendersystem - ist das Verhalten der Elektronendichte seinerseits eng mit dem Auftreten der radialen Grundmode verknüpft. Der Anstieg der Elektronendichte zum Maximum in der Umgebung der unteren Hybridresonanz fällt charakteristisch mit der geometrischen Resonanz zusammen. Tendenzmäßig läßt sich eine stärkere Dämpfung einem steileren Dichteanstieg zuordnen. Mit steigendem Druck und großer eingekoppelter Leistung werden die Resonanzen ausgedämpft, was in Übereinstimmung mit Messungen in (L1), (L2) und (L3) steht.

4.4. Vergleich des Absorptionsverhaltens im homogenen und inhomogenen Magnetfeld

Das Absorptionsverhalten nahe bei der unteren Hybridresonanz wird im homogenen Magnetfeld nicht in dem Maße von radialen Eigenmoden beeinflusst wie im Spiegelfeld, wie der relativ glatte Verlauf der Resonanzkurven und ihre geringe Verbreiterung zeigen. Dieses Verhalten läßt sich aus dem Verlauf des Brechungsindex verstehen (vgl. Fig. 2.7.). Durch das magnetische Spiegelfeld wird die relevante Plasmalänge verkürzt und das $k_{||}$ -Spektrum um hohe Werte angereichert. Der Realteil des Brechungsindex, der geometrische Resonanzen

hervorrufen kann (k_{12} aus Fig. 2.7.), fällt jedoch für größere $k_{||}$ -Werte zu höherem Magnetfeld schneller ab als für kleinere $k_{||}$ -Werte. Jede Mode für sich ist nun prinzipiell in der Lage, geometrische Resonanzen hervorzurufen, wobei stets die erste radiale Eigenresonanz die ausgeprägteste ist. Eine Analyse der Rechnungen zeigt, daß tendenzmäßig in einem $k_{||}$ -Spektrum die erste Eigenresonanz einer $k_{||}$ -Komponente über die höheren Resonanzen, die von anderen $k_{||}$ -Komponenten verursacht werden, dominiert und weniger leicht ausgedämpft wird.

Der Vergleich der Ergebnisse im homogenen Magnetfeld mit den im vorherigen Abschnitt behandelten Messungen im Spiegelfeld zeigt, daß dort die radialen Eigenresonanzen wegen der Bedeutung der höheren $k_{||}$ -Werte dichter bei ω_0/ω liegen, so daß eine Verbreiterung der unteren Hybridresonanz stattfinden kann. Hinzu kommt, daß unter äquivalenten Versuchsbedingungen die Elektronendichte in den Entladungen im Spiegelfeld größer ist, verglichen mit denen im homogenen Magnetfeld. Hierdurch wird wegen des höheren Brechungsindex eine Ausbildung der geometrischen Resonanzen zusätzlich begünstigt.

Zu einer exakten Beschreibung der Absorptionskurve müßte eine genaue Kenntnis des $k_{||}$ -Spektrums mit dem Gewicht der einzelnen Komponenten vorliegen. Damit scheint das theoretische Modell jedoch überfordert, da der quantitative Einbau der Dichtegradienten einschließlich ihrer axialen Komponenten in ein Randwertproblem notwendig wäre. Zur Zeit ist kein quantitatives Lösungsverfahren für dieses mathematisch sehr anspruchsvolle Problem bekannt, so daß an dieser Stelle eine richtige theoretische Beschreibung der Tendenzen ausreichen soll.

4.5. Absolutvergleiche der Leistungseinkopplung mit der linearen Theorie

Die bisherige Diskussion bezog sich allein auf die Resonanzlage und ihre Abhängigkeit von den Versuchsparametern, so daß ein relativer Vergleich sowohl der gemessenen Absorptionskurven untereinander als auch mit der zur Verfügung stehenden Theorie genügte. Dabei zeigte sich, daß die Lage der Absorptionsmaxima theoretisch durchaus befriedigend wiedergegeben werden konnte. In diesem Abschnitt soll nun auch ein quantitativer Vergleich im Absolutwert der Leistungseinkopplung mit den Rechnungen nach (S6) vorgenommen werden.

Diese stehen als einziges theoretisches Modell zur Verfügung. Es ist in linearer Näherung aus den Fluid-Gleichungen gewonnen, in der die Welle als kleine Störung des Plasmas angesehen wird. Diese Behandlung hat den Vorzug, daß das Problem der Leistungseinkopplung in ein Plasma rechnerisch erfassbar ist, beinhaltet jedoch, daß keine kollektiven Phänomene im Plasma und keine parametrischen Effekte durch Kopplung von Wellen großer Amplitude beschrieben werden können. Der Leistungsübertrag wird allein durch binäre Stöße zwischen den Teilchen verschiedener Spezies vermittelt.

In der linearen Behandlung sind dies die Stöße zwischen Elektron-Neutralteilchen, Ion-Neutralteilchen und Elektron-Ionen; in mehrkomponentigen Plasmen treten noch die Stöße der verschiedenen Ionensorten untereinander hinzu.

Die Stoßfrequenzen dieser Prozesse können abgeschätzt werden. In diesem Experiment spielen die Elektron-Neutralteilchen-Stöße die dominierende Rolle, die sich nach (B6) zu

$$\nu_{eN} = 6 \cdot 10^9 p_0 [\text{Torr}] s^{-1} \quad (4.4.)$$

ergibt. p_0 ist der auf Normalbedingungen reduzierte Druck. Die Ionen-Neutralteilchenstoßfrequenz ist, ebenfalls nach

(B6), unter den hier gültigen Versuchsparametern etwa um einen Faktor 20 kleiner:

$$\nu_{iN} = \nu_{eN} / 20. \quad (4.5.)$$

Die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ist bekanntermaßen von der Temperatur der Elektronen abhängig

$$\nu_{ei} \sim \frac{n_e}{T_e^{3/2}}, \quad (4.6.)$$

und spielt in diesem Experiment eine untergeordnete Rolle. Ebenso ist die Bedeutung der Stöße verschiedener Ionensorten untereinander gering. Nach (C3) gilt:

$$\nu_{ii} \approx 2 Z^4 \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \nu_{ei}, \quad (4.7.)$$

also etwa

$$\nu_{ii} \approx 4 \nu_{ei}. \quad (4.8.)$$

Sämtliche Stoßfrequenzen lassen sich zu einer Gesamtstoßfrequenz ν zusammenfassen, wobei nach (O2) ν_{iN} mit einem Gewichtungsfaktor zu versehen ist:

$$\nu = \nu_{eN} + \nu_{ei} + \nu_{ii} + \frac{\omega_O^2}{\omega^2} \nu_{iN}. \quad (4.9.)$$

Der Vergleich der gemessenen Plasmaleitwerte mit den theoretischen Rechnungen (Fig. 4.11.) liefert zwar in der Struktur der Absorptionskurve relativ gute Übereinstimmung - im Gegensatz zu den bei höheren Leistungen und unter veränderten Meßbedingungen (konstante Spannung) erhaltenen Ergebnissen in (L1) und (L2), jedoch fordern auch hier die experimentellen Werte eine weitaus höhere Dämpfung als die, die nur durch binäre Stöße hervorgerufen wird. Die Absolutwerte im Leitwert unterscheiden sich teilweise um mehr als eine Größenordnung. Ähnliche Ergebnisse werden auch in (L1) und (L3) unter ebenfalls nichtlinearen Bedingungen erhalten.

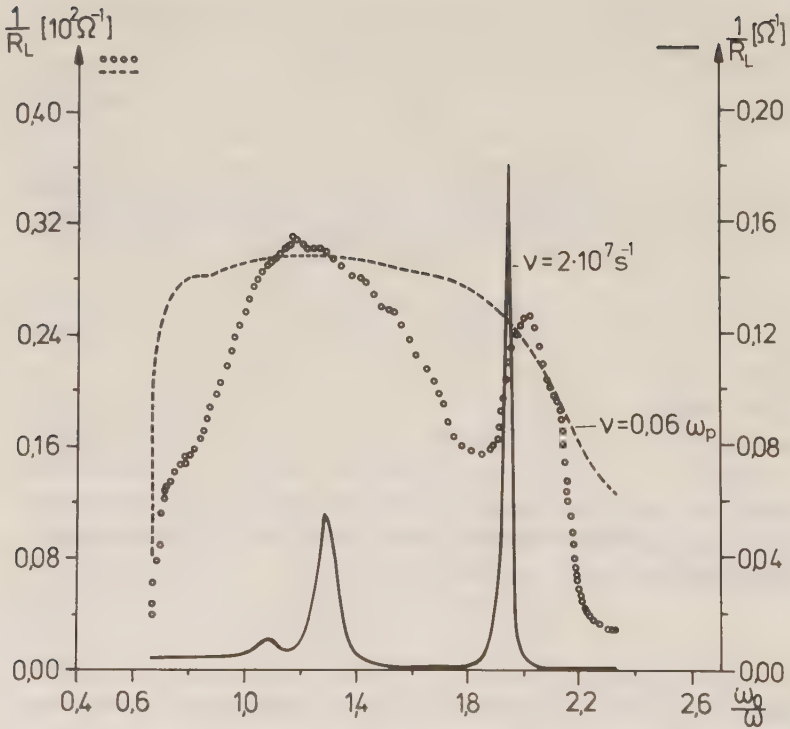


Fig. 4.11. Absolutvergleich des gemessenen Plasmaleitwerts mit der linearen Theorie
 — Theoretischer Leitwert unter Berücksichtigung der binären Stöße
 ---- Theoretischer Leitwert mit einer effektiven Stoßfrequenz von $0,06 \omega_p$

In allen Fällen sind die Diskrepanzen so erheblich, daß kollektive Prozesse und anomale Verluste zur Erklärung der Wellendämpfung herangezogen werden müssen.

Um diese Phänomene dennoch mit der linearen Theorie beschreiben zu können, kann die erhöhte Dämpfung in Form einer effektiven Stoßfrequenz ν^* berücksichtigt werden. Welcher physikalisch relevante Prozeß jedoch die erhöhte Dämpfung hervorruft, unterliegt sicherlich den Versuchsbedingungen.

Die an anderer Stelle diskutierten Absorptionsmechanismen der Modenkonversion (K1) und Landau-Dämpfung (H3) spielen in diesem Experiment wohl keine Rolle. Modenkonversion kann nach Rechnungen in (L1) ausgeschlossen werden. Außerdem sei die Landau-Dämpfung in der Nähe der unteren Hybridresonanz für die früher mit k_{11} (vgl. Kap. 2.5.) bezeichnete Mode abgeschätzt, wobei die Existenz einer endlichen Ausbreitungskonstanten $k_{||}$ wesentlich ist. Aus der Dämpfungsfrequenz für diese Mode,

$$\nu = \omega \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\omega}{k_{||} v_{th}} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{th}^2} \frac{1}{1 + \frac{k_{||}^2 \frac{M}{m}}{k^2}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_{||}^2 v_{th}^2}\right) \quad (4.10.)$$

worin v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen bezeichnet, errechnen sich Stoßfrequenzen, die für die niedrigen $k_{||}$ -Werte total vernachlässigt werden können. Für die höheren $k_{||}$ -Moden liegen sie in derselben Größenordnung wie die Stoßfrequenzen für binäre Stöße. Die nach den Messungen geforderte erhöhte Dämpfung kann daher nicht durch stoßfreie Landau-Dämpfung dieses Wellentyps erklärt werden.

Ferner sollte Landau-Dämpfung auf die Ausbildung von radialen Eigenmoden geringen Einfluß haben. Diese werden unter den vorliegenden Versuchsbedingungen (nicht allgemein) hervorgerufen durch die zweite Wurzel der Dispersionsgleichung (k_{12} aus Fig.2.7.), die, verglichen mit der Lösung k_{11} , schwächeren elektrostatischen Charakter hat, insbesondere

im Hinblick auf die Anregung von E_z -Feldern. Somit sollte sie in noch geringerem Maße der Landau-Dämpfung unterliegen.

Ein anomaler Verlustprozeß, durch den effektive Stoßfrequenzen weit über den binären Stoßfrequenzen möglich werden, wird in (K2) diskutiert. Hier wird in der Nähe der unteren Hybridresonanz der Zerfall einer Welle in eine akustische Welle und eine anwachsende Zweistrominstabilität anhand von Computer-Simulationen betrachtet. Beide Prozesse treten auf, wenn Schwellwerte überschritten sind, die typischerweise bei Oszillationsenergien von ca. 1 Watt liegen. In den Simulationsrechnungen zeigt sich, daß die Instabilität nach Überschreiten des Schwellwerts nicht beliebig anwachsen kann. Mit steigender Wellenamplitude setzen anomale Verluste ein, beschrieben durch die effektive Stoßfrequenz $\nu^* = d/dt \{ \text{Totale Plasmaenergie} / \text{Feldenergie} \}$, die den Schwellwert erhöhen. Auf diese Weise stellt sich das Plasma zunächst auf marginale Stabilität bei der Schwelle ein. Bei weiterer Erhöhung der Wellenamplitude erreicht die effektive Stoßfrequenz selbst einen Sättigungswert, der mit $\nu^* \approx 0,2 \omega_{pe}$ angegeben wird.

Aufgrund dieses Mechanismus ist es zumindest verständlich, daß effektive Stoßfrequenzen in der Größenordnung von einigen Prozent der Plasmafrequenz auftreten können. In (L1, L2) konnte gute Übereinstimmung der theoretischen Werte mit den Meßergebnissen erzielt werden, wenn die oben zitierte Sättigungsstoßfrequenz von $\nu^* = 0,2 \omega_{pe}$ angenommen wurde. Ein Vergleich mit den hier vorgelegten Meßergebnissen zeigt (Fig. 4.11.), daß in diesem Fall die Absorption größenordnungsmäßig beschrieben werden kann durch eine Stoßfrequenz von $\nu^* \approx (0,05 - 0,06) \omega_{pe}$, jedoch kann dabei in keiner Weise die Struktur der Resonanzkurve wiedergegeben werden.

Dies zeigt, daß der Ansatz $\nu \sim \omega_{pe}$ im allgemeinen zu grob ist, zumal wenn der letzte Sättigungszustand der Turbulenzentwicklung nicht erreicht wird. Der in (K2) zitierte Wert für

die effektive Stoßfrequenz ist auch lediglich als Richtwert aufzufassen und impliziert keine Abhängigkeit gemäß $\nu^* \sim \sqrt{n_e}$. Die funktionale Abhängigkeit kann in verwickelter Weise von den Versuchsparametern abhängen. Hinweise hierfür geben ähnliche Computer-Simulationen in (K3), in denen eine Welle bei der Plasmafrequenz eingestrahlt wird. In diesen Rechnungen stellt sich die effektive Stoßfrequenz als Funktion der Wellenenergie, Elektronendichte, Temperatur und Ionenmasse dar. Experimentell wird außerdem in (L3) unter den dort vorliegenden Versuchsbedingungen eine Abhängigkeit der effektiven Stoßfrequenz von der eingekoppelten Leistung gefunden.

Einen weiteren Hinweis auf eine funktionale Abhängigkeit der effektiven Stoßfrequenz liefert die Betrachtung des Brechungsindex

$$N^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega(\omega + i\nu)} \quad (4.11.)$$

bzw.

$$N^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 + i\gamma \right)} \cdot \left(\gamma = \frac{\nu}{\omega} \right) \quad (4.12.)$$

Für hohe effektive Stoßfrequenzen wird $\gamma \gg \omega_0^2 / \omega^2$, so daß sich die Dielektrizitätskonstante zu

$$N^2 = -i \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma} = \text{const.} = \frac{1}{\gamma} \quad (4.13.)$$

ergibt. Resonanzverhalten des Plasmas zeigt sich demnach nur in einem resonanzartigen Verhalten der Stoßfrequenz. Das kann jedoch seinerseits nur durch plasmazugehörige Phänomene hervorgerufen werden.

Sowohl die Rechnungen als auch die Messungen deuten an, daß eine kompliziertere Abhängigkeit der Stoßfrequenz von den Versuchsbedingungen und Plasmamparametern erwartet werden kann. In welcher Weise diese Abhängigkeit vorliegt, ist nicht geklärt und könnte Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde an einer Hochfrequenzentladung untersucht, welche Mechanismen zu einer Verschiebung der unteren Hybridresonanz mit dem Neutralgasdruck führen. Dazu wurden simultane Resonanzmessungen und massenspektrometrische Untersuchungen durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Resonanzlage entscheidend von der Konfiguration des äußeren Magnetfeldes beeinflußt wird. Während im homogenen Magnetfeld keine wesentliche Resonanzverschiebung nachgewiesen werden konnte, zeigte sich, daß für die Lage der Resonanz im spiegel-förmigen Magnetfeld zwei Mechanismen verantwortlich sind. Verschiebungen zu $\omega_0 / \omega > 1$ mit steigendem Neutralgasdruck treten nur scheinbar auf. Die Ausbildung geometrischer Eigenresonanzen auf dem niederfrequenten Flügel der unteren Hybridresonanz führt zu einer Anhebung der Flanke der Absorptionskurve und damit zu einer scheinbaren Verschiebung der Resonanz. Es verschiebt sich jedoch nicht die Resonanz selbst, sondern die Stellen, an denen radiale Eigenmoden auftreten.

Für die auch beobachteten Verschiebungen zu $\omega_0 / \omega < 1$ ist die Existenz eines axialen Dichtegradienten bedeutsam. Hierdurch wird die für die Welleneinkopplung relevante Plasma-länge verkürzt, so daß im $k_{||}$ -Spektrum die höheren Moden angereichert werden. Äquivalent mit diesem Bild ist die Vorstellung einer schrägen Wellenausbreitung. Durch einen stärkeren axialen Dichtegradienten mit niedrigerem Neutralgasdruck weicht die Richtung des totalen Gradienten zunehmend von der exakt senkrechten Lage zum äußeren Magnetfeld ab, so daß eine Wellenausbreitung unter einem Winkel $\theta \neq \pi / 2$ möglich wird und die Resonanzlage zu niedrigeren Magnetfeldern verschiebt.

Die massenspektrometrischen Messungen zeigen eine druckunabhängige Ionenzusammensetzung, in der die atomaren Wasserstoff-Ionen mit ca. 90% dominieren. Der molekulare Anteil

verteilt sich auf H_2^+ und H_3^+ in vergleichbarer Konzentration. Resonanzverschiebungen aufgrund veränderter Ionenzusammensetzung können ausgeschlossen werden. Diese Ergebnisse rechtfertigen die Annahme eines reinen H^+ -Ionen-Plasmas in früheren experimentellen und theoretischen Arbeiten.

Der Vergleich des gemessenen Absorptionsverhaltens mit den Ergebnissen der linearen Theorie zeigt, daß auch unter den hier vorliegenden experimentellen Bedingungen eine quantitative Übereinstimmung mit den erwarteten Werten nur erzielt werden kann, wenn ebenso wie in (L1, L2) ein anomaler Verlustmechanismus angenommen wird. Die diesen Verlust beschreibenden effektiven Stoßfrequenzen ν^* liegen zwar nicht ganz so hoch wie in (L1, L2), jedoch deuten die Messungen auf eine kompliziertere Abhängigkeit von den Versuchsparametern. In diesem Sinne schließen diese Ergebnisse an die in (L3) an, so daß es im weiteren sinnvoll erscheint, die physikalischen Mechanismen des Verlustprozesses zu untersuchen.

Anhang: Diskussion des Bildungsmechanismus von H^+

Die in dieser Arbeit gemessenen Ionenkonzentrationen im Plasma unterscheiden sich deutlich von den Ergebnissen anderer Autoren (O3, N1), die im relevanten Druckbereich an HF-Entladungen einen dominierenden Anteil an H_3^+ -Ionen ($> 70\%$) messen. Diese Ionenzusammensetzung resultiert aus Ionen-Molekül-Reaktionen, während in unserem Experiment aufgrund der hohen Elektronentemperatur von ca. 10 eV (R1) die Schwellenergien für reaktive Elektronenstöße überschritten sind und die Ionenkomposition durch diese Stöße hervorgerufen wird.

Wir wollen uns im folgenden mit dem Bildungsmechanismus des H^+ -Ions beschäftigen. Ausgehend von dem in die Entladung stets frisch einströmenden molekularen Wasserstoff gibt es prinzipiell zwei Reaktionskanäle, die zur Bildung von H^+ -Ionen führen können. In Tabelle 4 sind sie zusammen mit den Schwellenergien und maximalen Wirkungsquerschnitten σ sowie den Stoßenergien, bei denen σ maximal wird, zusammengestellt. Die k_1 bezeichnen die Reaktionsraten: (Werte nach (M2) und (H4)).

Tab. 4.

Reaktion	Schwellenergie [eV]	$\sigma_{\max}$ [10^{-16} cm^2]	U bei $\sigma_{\max}$ [eV]
<u>Kanal 1</u>			
$H_2 + e \xrightarrow{k_1} 2H + e$	8,8	0,88	18
$H + e \xrightarrow{k_2} H^+ + 2e$	13,6	0,7	60
<u>Kanal 2</u>			
$H_2 + e \xrightarrow{k_3} H_2^+ + 2e$	15,6	1,1	70
$H_2^+ + e \xrightarrow{k_4} H + H^+ + e$	2 ?	10,2	3,45
$H + e \xrightarrow{k_2} H^+ + 2e$	13,6	0,7	60

Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen steigen oberhalb der Schwellenergien steil zum Maximum an, so daß sie schon bei geringem Überschreiten der Schwellen bedeutsam werden.

Wegen des sehr hohen Wirkungsquerschnittes und der niedrigen Schwellenergie läuft die Reaktion 4 mit großer Geschwindigkeit ab, so daß der Kanal 2 prinzipiell bedeutsam für die Protonenbildung wird, im Gegensatz zu der gängigen Vorstellung einer direkten H-Ionisation (Reaktion 2).

Es soll versucht werden, abzuschätzen, welcher der beiden Reaktionskanäle unter den hier vorliegenden Versuchsparametern dominiert. Dazu betrachten wir die totalen Reaktionsgeschwindigkeiten R der beiden Kanäle. Für eine Reaktion $A + B \rightarrow C + D$ ist R allgemein definiert als

$$R = n_A n_B \int_{\underline{v}_A, \underline{v}_B} d\underline{v}_A d\underline{v}_B f(\underline{v}_A) f(\underline{v}_B) |\underline{v}| \sigma(|\underline{v}|) \quad (1)$$

woraus sich mit

$$k = \overline{\sigma v} = \int_{\underline{v}_A, \underline{v}_B} d\underline{v}_A d\underline{v}_B f(\underline{v}_A) f(\underline{v}_B) \underline{v} \cdot \sigma(|\underline{v}|) \quad (2)$$

$$R = n_A n_B \cdot k \quad (3)$$

ergibt. Wegen $T_e \gg T_i$ kann der Mittelungsprozeß allein über die Elektronen erfolgen.

Für den Kanal 1 ergibt sich somit eine Bildungsgeschwindigkeit

$$R_1 = 2 k_1 [H_2] n_e \cdot k_2^2 [H]^2 n_e^2 \quad (4)$$

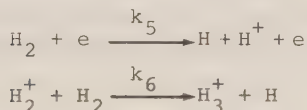
und für den Kanal 2:

$$R_2 = k_3 [H_2] n_e \cdot k_4 [H_2^+] n_e \cdot k_2 [H] n_e \quad (5)$$

Somit

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{2 k_1 \cdot k_2}{k_3 \cdot k_4} \frac{[H]}{[H_2^+]} \quad (6)$$

Die Bedeutung der beiden Kanäle hängt somit wesentlich vom Konzentrationsverhältnis $[H] / [H_2^+]$ ab. Um dieses zu berechnen, wird ein Reaktionsmodell des Plasmas berechnet, in das neben den vier oben aufgeführten Reaktionen noch die folgenden Prozesse eingehen:



sowie elektronische Rekombination und Diffusion der Ladungsträger. Dreierstöße sind wegen der hohen Temperatur und niedrigen Teilchendichte vernachlässigt. Aus der Stationaritätsbedingung $\frac{d}{dt} [A] = 0$ einer Teilchensorte A lassen sich dann die Konzentrationen der Ladungsträger bestimmen. Somit gelten folgende Bilanzgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [H^+] = 0 = & k_2 [H] n_e + k_5 [H_2] n_e + k_4 [H_2^+] n_e - \alpha_1 [H^+] n_e \\ & - \Delta [H^+] D_1^* \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [H_2^+] = 0 = & k_3 [H_2] n_e - k_4 [H_2^+] n_e - k_6 [H_2^+] [H_2] \\ & - \alpha_2 [H_2^+] n_e - \Delta [H_2^+] D_2^* \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [H] = 0 = & 2 k_1 [H_2] n_e + k_5 [H_2] n_e + k_4 [H_2^+] n_e + \\ & + k_6 [H_2^+] [H_2] + \alpha_1 [H^+] n_e - k_2 [H] n_e \end{aligned} \quad (9)$$

α_1, α_2 bzw. D_1^*, D_2^* sind die Rekombinations- bzw. Diffusions-

koeffizienten für H^+ , H_2^+ .

Nach umfangreichen Rechnungen ergibt sich für das Verhältnis $[H^+] / [H_2^+]$:

$$\frac{[H^+]}{[H_2^+]} = \frac{1}{D_1} \left\{ \frac{2}{k_3} (k_1 + k_5) (k_4 + k_6 \frac{[H_2]}{n_e} + \alpha_2 + D_2) - k_4 + \right. \\ \left. + k_6 \frac{[H_2]}{n_e} \right\} \quad (10)$$

Aus der gemessenen Druckunabhängigkeit folgt, daß die Reaktion 6 vernachlässigbar ist, womit sich die Konzentration von $[H]$ zu

$$[H] = \frac{1}{k_2} \left(2 k_1 [H_2] + \frac{k_3 \cdot k_4}{k_5 + \alpha_2 + D_2} \right) \left(1 + \frac{\alpha_1}{D_1} \right) \quad (11)$$

berechnet. Für $[H] / [H_2^+]$ ergibt sich daraus

$$\frac{[H]}{[H_2^+]} = \frac{1}{k_2 k_3} (2 k_1 (k_4 + \alpha_2 + D_2) + k_3 k_4) \left(1 + \frac{\alpha_1}{D_1} \right) \quad (12)$$

Die Volumenrekombination für H^+ ist unter den vorliegenden Versuchsbedingungen gegenüber der Diffusion zu vernachlässigen. Somit ergibt sich das Verhältnis der Reaktionsgeschwindigkeiten beider Kanäle zu

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{2 k_1}{k_3^2} (2 k_1 + k_3) + \frac{4 k_1^2}{k_3^2 k_4} (\alpha_2 + D_2) \quad (13)$$

Zur Abschätzung dieses Verhältnisses sind die Integrale (2) zu berechnen, was wegen der unbekannten funktionalen Abhängigkeit $\sigma = f(v)$ einen relativ großen numerischen Aufwand erfordert. Eine grobe Abschätzung erzielt man jedoch, wenn die Wirkungsquerschnitte in der Form

$$\sigma = 0 \quad U < U_S$$

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_{\max} \quad U \geq U_S$$

angenähert werden.

Der erste Term aus (13) läßt sich dann einfach berechnen zu

$$\begin{aligned} \frac{2 k_1}{k_3^2} (2 k_1 + k_3) &= \frac{4 \sigma_1 \left(1 + \frac{U_1}{kT}\right) e^{-\frac{U_1}{kT}}}{\left(\sigma_3 \left(1 + \frac{U_3}{kT}\right) e^{-\frac{U_3}{kT}}\right)^2} \left(\sigma_1 \left(1 + \frac{U_1}{kT}\right) e^{-\frac{U_1}{kT}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sigma_3 \left(1 + \frac{U_3}{kT}\right) e^{-\frac{U_3}{kT}} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

woraus sich mit $kT \approx 10 \text{ eV}$

$$\frac{2 k_1}{k_3^2} (2 k_1 + k_3) \approx 8 \quad (15)$$

ergibt.

Allein aufgrund dieses Beitrags erfolgt nahezu die gesamte Produktion ($\approx 90\%$) der H^+ -Ionen über den Kanal 1, d.h. durch direkte Elektronenstoßionisation von atomarem H. Der zweite Term in (13) verschiebt das Gleichgewicht noch weiter zu - gunsten von Kanal 1. Beide Terme zeigen dieselbe Tendenz mit der Temperatur. Bei niedriger Temperatur wird Kanal 1 noch mehr bevorzugt, jedoch auch bei sehr hohen Temperaturen kann Kanal 2 nicht dominieren.

Literaturverzeichnis

- A1 W.P. Allis, S.J. Buchsbaum, A. Beers; "Waves in Anisotropic Plasmas", M.I.T. Press (1963)
- B1 D.K. Böhme, J.M. Goodings; J. Appl. Phys., 37, 4261 (1966); Rev. Sci. Instr., 37, 362 (1966).
- B2 H.H. Brömer, J. Hesse; Z. Naturforsch. 23a, 1960 (1968)
- B3 D.R. Bates, A. Dalgarno; in "Atomic and Molecular Processes" von D.R. Bates, Academic Press, New York (1962)
- B4 S.J. Buchsbaum; Phys. Fluids, 3, 495 (1960); Phys. Rev. Lett., 5, 495 (1960)
- B5 R. Babu; Dissertation, Universität von Texas, Austin (1970)
- B6 S.C. Brown; "Basic Data of Plasma Physics", M.I.T. Press (1966)
- C1 F.F. Chen; in "Plasma Diagnostic Techniques" von R.H. Huddleston und S.L. Leonard, Academic Press, New York (1965)
- C2 J.W. Coburn, E. Kay; J. Sci. Technol., 8, 738 (1971)
- C3 F.F. Chen; "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, New York (1974)
- E1 EMI DOCUMENT, REF. No. R/PO34, "Notes on the performance..." by A.B. Smith
- F1 D.A. Frank-Kamenezki; "Vorlesungen über Plasmaphysik", VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1967)
- G1 B.V. Galaktionov, V.E. Golant, A.D. Piliya, O.N. Shcherbinin; Sov. Phys.-Techn. Phys. 14, 721 (1969)
- G2 V.E. Golant; Sov. Phys.-Techn. Phys., 12, 1980 (1972)

- G3 G. Glomski; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1976)
- H1 M.A. Heald, C.B. Wharton; "Plasma Diagnostics with Micro-waves", John Wiley & Sons Inc., New York (1965)
- H2 G. Hinzpeter; Ann. Phys. 7. Folge, 10, 86 (1962);
12, 343 (1966)
- H3 B. Heinrich; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1976)
- H4 J.B. Hasted; "Physics of Atomic Collisions", Butterworths, London (1964)
- K1 M. Krämer; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1974);
Plasma Physics, 17, 373 (1975)
- K2 J.M. Kindel, H. Okuda, J.M. Dawson; Phys. Rev. Letters,
29, 995 (1972)
- K3 W.L. Kruer, P.K. Kaw, J.M. Dawson, C. Obermann; Phys.
Rev. Letters, 24, 987 (1970)
- L1 B. Lammers; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1974)
- L2 B. Lammers, U. Oberlack, H. Schlüter; Z. Naturforsch.
30a, 204 (1975)
- L3 H.D. Leppert, H. Schlüter; Phys. Letters, im Druck
- M1 M. Mosharrafa, H.J. Oskam; Physica, 32, 1759 (1966)
- M2 H.S.W. Massey; "Electronic and Ionic Impact Phenomena",
Oxford University Press, London (1971)
- N1 B.M. Novak, G. Waidmann; Z. angew. Phys., 31, 300 (1971)
- O1 U. Oberlack; Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1970)

- O2 M.E. Oakes, H. Schlüter; Ann. Phys. (N.Y.), 35, 369 (1965)
- O3 I.B. Ortenburger, M. Hertzberg, R.A. Ogg jr.; J. Chem. Phys., 33, 579 (1960)
- P1 M. Pahl; Z. Naturforsch., 18a, 1276 (1963)
- P2 M. Pahl; Z. Naturforsch., 12a, 632 (1957)
- P3 M. Pahl, U. Weimer; Z. Naturforsch., 13a, 745, 753, 50 (1958)
- R1 C.J. Ransom; Dissertation, Universität von Texas, Austin (1967)
- R2 E. Reshotko; NASA - Report, Nr. TN D-1875 (1963)
- R3 J.A. Rutherford, B.R. Turner; J. Geophys. Res., 72, 3795 (1967)
- S1 T.H. Stix; "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill, New York (1962)
- S2 G. Schürger; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1973)
- S3 H. Schlüter, G. Schürger; Z. Phys., 268, 251 (1974)
- S4 H. Schlüter, G. Schürger; Z. Naturforsch., im Druck
- S5 C.R. Skipping; Dissertation, Universität von Texas, Austin (1968)
- S6 C.R. Skipping, M.E. Oakes, H. Schlüter; Phys. Fluids, 12, 1886 (1969)
- S7 H. Schlüter, C.J. Ransom; Ann. Phys. (N.Y.), 33, 360 (1965)
- V1 O. Vogel; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1975)

- W1 U. Weimer; Z. Naturforsch. 13a, 278 (1958)
- W2 H.F. Wellenstein, C.H. Turner, W.W. Robertson;
Rev. Sci. Instr., 39, 410 (1968)

Lebenslauf

Am 14. August 1944 wurde ich als zweiter Sohn des Elektroteigers Oskar Oberlack und seiner Ehefrau Elfriede, geb. Hohage, in Gelsenkirchen geboren.

Nach dem Besuch der Grundschule von 1951 bis 1955 wechselte ich zum Grillo - Gymnasium Gelsenkirchen. Dort legte ich im Jahre 1964 das Abitur ab und nahm im Sommer desselben Jahres das Physikstudium an der Universität Münster auf. Nach zwei Jahren, 1966, wechselte ich zur Universität in Mainz und 1968 zur Ruhr-Universität Bochum. Hier schloß ich mein Studium im August 1970 mit der Diplomprüfung ab.

Seit dem September 1970 bin ich am Lehrstuhl II des Instituts für Experimentalphysik beschäftigt, zunächst als Verwalter der Stelle eines Wissenschaftlichen Assistenten und seit dem 1. März 1972 als Wissenschaftlicher Assistent.

